

Série A, N° 3.396

N° d'ordre 4.268

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

François GANS

1^{ère} THÈSE - Contribution à l'étude des rayonnements de freinage.

2^{ème} THÈSE - Propositions données par la Faculté.

Soutenues le **9 NOV 1959**, devant la Commission d'Examen

MM. LUCAS

Président

KASTLER
JACQUINOT }

Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554021_0028

Série A, N° 3.396

N° d'ordre 4.268

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

François GANS

1^{ère} THÈSE - Contribution à l'étude des rayonnements de freinage.

2^{ème} THÈSE - Propositions données par la Faculté.

Soutenues le **9 NOV 1959**, devant la Commission d'Examen

MM. LUCAS

Président

KASTLER
JACQUINOT

} Examinateurs



FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen J. PERES

G. JULIA	T Analyse supérieure et algèbre supérieure	SOLEILLET	T Physique
FOCH	T Mécanique physique et expérimentale	FORTIER	T Mécanique experim. des fluides
DE BROGLIE	T Théories physiques	DANJON	T Astronomie
PRENANT	T Anatomie et histol. comparées	LAPORTE	T Physique générale et Radioactivité
PERES	T Mécanique des fluides et applications	JANET	T Mécanique analytique et Mécanique céleste
M. CURIE	T Physique (S.P.C.N.)	PETIT	T Biologie maritime
BARRABE	T Géologie structurale et Géol. appliquée	QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique
BOURCART	T Géographie physique et géol. dynamique	GALLIEN	T Embryologie
PLANTEFOL	T Botanique	EICHHORN	T Biologie végétale (S.P.C.N.)
GRASSE	T Evolution des êtres organisés	DE CUGNAC	T Biologie végétale (S.P.C.N.)
PREVOST	TT Chimie organique	Mlle CAUCHOIX	T Chimie Physique
BOULIGAND	T Application de l'ana- lyse à la Géométrie	THELLIER	T Physique du Globe
CHAUDRON	T Chimie appliquée	L'HERITIER	T Génétique
WYART	T Minéralogie	GRIVET	T Radioélectricité
TEISSIER	T Zoologie	PONCIN	T Mécanique générale
MANGENOT	T Biologie végétale	DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres
P. AUGER	T Physique quantique et relativité	QUELET	T Chimie organique
MONNIER	T Physiol. générale	CAGNIARD	T Géophysique appl.
PIVETEAU	T Paléontologie	CHAMPETIER	T Chimie macromolécul.
ROCARD	T Physique (E.N.S.)	CUVILLIER	T Géologie structurale et géologie appliquée
H. CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.)	JUNG	T Pétrographie
LAFFITTE	T Chimie générale	TRILLAT	T Microscopie et diffrac- tion électronique
FAVARD	T Géométrie supérieure	WIEMANN	T Chimie organique et structurale
COULOMB	T Physique du Globe	JACQUINOT	T Spectroscopie et physique céleste
Mlle COUSIN	T Biologie animale (S.P.C.N.)	VASSY	T Physique de l'atmosphère
CHRETIEN	T Chimie minérale	DESTOUCHES	T Théories physiques
P. DRACH	T Zoologie	M. PRUVOST	T Géologie
KASTLER	T Physique (E.N.S.)	AMIEL	T Chimie générale (P.C.B.)
EPHRUSSI	T Génétique	HOCART	T Minéralogie
WURMSER	T Biologie physico- chimique	J.P. MATHIEU	T Physique (P.C.B.)
RIVIERE	T Géologie (S.P.C.N.)	COUTEAUX	T Biol. animale (P.C.B.)
GAUTHERET	T Biol. Végétale (PCB)	MAY	T Biol. animale (P.C.B.)
LUCAS	T Recherches physiques	CHOQUET	T Calc. diff. et intégral
A. THOMAS	T Biol. cellulaire	FELDMANN	T Biologie (P.C.B.)
ARNULF	T Optique appliquée	GUINIER	T Physique des solides
M. MORAND	T Enseignement de Physique	JOST	T Physiol. comparée.

PORTET	T Calcul des probabilités	Mme DUBREIL	T Mathématiques
SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral	Mme LELONG	T Mathématiques (E.N.S.)
CHOUARD	T Physiologie Végétale	BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.)
MALAVARD	T Aviation	COTTE	T Physique (M.P.C.)
BRELOT	T Calcul différentiel	DUBOIS J.E.	T Chimie (S.P.C.N.)
NORMANT	T Chimie organique	LAMOTTE	Zoologie (E.N.S.)
BENARD	T Chimie minérale	MICHEL André	T Chimie (S.P.C.N.)
BUVAT	T Botanique (E.N.S.)	OLMER	T Energétique Général
DUGUE	T Statistiques mathém.	ROUAULT	T Physique générale
GELOSO	T Chimie (S.P.C.N.)	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
SOULAIRAC	R Psychophysiologie	BARCHEWITZ	Chimie physique
ULRICH	T Physiologie Végétale	BROSSEL	Physique atomique
MARECHAL	T Optique théorique et appliquée	BUSER	Biologie animale (P.C.B.)
KIRRMANN	T Théories chimiques	CANUS	Biol. végétale (P.C.B.)
CHADEFAUD	T Botanique	CASTAING	Physique générale
DESTRIAU	T Physique (M.P.C.)	CURIEN	Minéralogie et cristallographie
Mlle LE BRETON	T Physiol. Générale	LOYSE	Physiologie végétale
SALEM	T Mathématiques générales	NOIROT	Evolution des êtres organisés
LELONG	T Mathématiques générales	PANNETIER	Chimie (S.P.C.N.)
DEVILLERS	Anatomie et Histologie comparées	POSSOMPES	Biologie animale (PCB)
ERRESMANN	T Topologie algébrique	PULLMANN	Chimie théorique
FRANCON	T Physique (S.P.C.N.)	TEILLAC	Physique nucléaire et Radioactivité
GLANGEAUD	T Géogr. physique et géologie dynamique	TONNELAT	Biologie physico-chimique
GODEMENT	T Mathématiques (M.P.C.)	VILLE	Econométrie
PISOT	T Calcul des Probabilités	WILLEMART	Chimie (P.C.B.)
ROCH E.	T Géologie	DODE	T Chimie
SCHATZMANN	Astrophysique	FREYMAN	T Physique (S.P.C.N.)
TERMIER	T Paléontologie stratigraphique	GUINOCHET	T Biol. vég. (Orsay)
ZAMANSKY	T Mathématiques générales	ROLLET	T Chimie (P.C.B.)
LENNUIER	Physique (M.G.P.)	Mlle JOSIEN	T Chimie (P.C.B.)
RIZET	Génétique	CHEVALLEY	T Géométrie Algébrique et théorie des groupes
ROUTHIER	Géologie appliquée	ARNOULT	T Physique (Orsay)
Mme TONNELAT	T Théories physiques	CHAPELLE	T Physique (P.C.B.)
DIXMIER	T Mathématiques (M.P.C.)	DELANGE	T Mathématiques (Orsay)
SOUCHAY	T Chimie générale	DENY	T Mathématiques (Orsay)
AIGRAIN	T Electrotechnique	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
BRUSSET	Chimie minérale	LUCAS G.	T Géologie
M. LEVY	Physique théorique		
Mme CHAIX	Chimie biologique		
Mme HUREL-PY	Biol. végétale (P.C.B.)		
PIAUX	Chimie (P.C.B.)		
BRUN	Mécanique expérimentale des fluides		
LEDERER	T Chimie des substances organiques naturelles		

SECRETAIRE GENERAL C. MONIER

INTRODUCTION

Le présent travail concerne des recherches effectuées en vue d'étudier les caractéristiques des spectres continus apparaissant, à côté de spectres de raies, dans le rayonnement émis par les lampes dites "éclair électronique" utilisées en photographie.

Des expériences qualitatives permettent en effet, dès qu'on aborde la question, de s'assurer qu'une fraction notable du flux émis dans les parties visible et ultra-violettes du spectre provient du fond continu. Il est intéressant de chercher à en élucider l'origine, encore mal connue.

Pour des raisons sur lesquelles nous reviendrons, l'étude des spectres continus a été relativement négligée et il n'existe, à part un traité relativement ancien, que peu d'ouvrages traitant de la question dans son ensemble (3). Aussi, dans l'exposé qui suit, avons nous décrit en assez grand détail les travaux principaux, qui se rapportent à cette question (chapitre 2), et indiqué les conditions expérimentales variées à l'aide desquelles ont été mis en évidence les fonds continus dans les spectres; nous avons également rassemblé les théories élaborées en vue d'en expliquer les caractéristiques. (chap. 4).

Nous donnons ensuite la description du dispositif expérimental (chap. 5) que nous avons mis en oeuvre pour produire le rayonnement que nous étudions, dans le visible et l'infrarouge, ainsi que les résultats obtenus dans le visible sur les différents gaz rares en faisant varier les principaux paramètres expérimentaux qui influent sur les caractéristiques du rayonnement. (chap. 6)

Nous montrerons ensuite, (chap. 7), que nos résultats ne s'accordent pas avec les théories communément acceptées à ce jour et qu'ils nous conduisent à nous rallier à une conception exposée autrefois par TOWNSEND et ses élèves, conception assez oubliée aujourd'hui semble-t-il, qui attribuait les fonds continus des spectres à des rayonnements de freinage dans le champ d'atomes neutres.

Nous tentons de préciser et d'étendre les vues de TOWNSEND en faisant appel à des résultats de calculs, publiés par NEDELSKY, concernant des rayonnements de freinage dans le champ d'atomes représentés par un modèle simplifié, et nous montrons que, au moins qualitativement et de façon grossière, cette conception conduit à un accord meilleur que les théories précédentes avec nos résultats expérimentaux.

Nous indiquons pour terminer (chap. 8), dans quelles voies il nous paraît avantageux de continuer les expériences, en vue de préciser et d'améliorer nos résultats.

NOTATIONS

- a : rayon d'un atome
b_n : nombre d'électrons sur l'orbite de nombre quantique n. $b_n = n(n+1)$
c : vitesse de la lumière
e : charge de l'électron
f : fonction
g : facteur de SUGIURA, voisin de 2,5
h : constante de Planck
i : intensité lumineuse émise par suite de l'impact de un électron
j : densité de courant
k : constante de Boltzmann
l : longueur d'un tube à gaz
m : masse de l'électron
n : nombre quantique principal
p : paramètre d'impact
q : nombre d'éclairs
r : distance du noyau d'un atome à un point courant,
s : nombre d'électrons
t : temps
u : vitesse moyenne des électrons
v : vitesse d'un électron
w : $h\nu/kT$
- A : nombre d'atomes par cm²
B₁, B₂.....: constantes
C : capacité d'un condensateur
D₁, D₂.....: constantes
E : charge du noyau d'hydrogène
I : intensité émise par suite de l'impact de s électrons
J, J₀ : Pouvoir émissif (en λ : J_λ ; en ν : J_ν)
M : masse
N : nombre d'atomes se trouvant dans un état donné, dans une masse donnée.

P : puissance électrique
Q : charge d'un condensateur
R : constante de Rydberg
T : température absolue
V, V', V₀... : tensions
W : énergie (cinétique, potentielle, totale)
Z : nombre atomique

α : Pouvoir absorbant
 β : coefficient de capture
 $\gamma(W)$: fonction de W
 δ : libre parcours moyen
 ε : 2,71828...
 η : exposant de Schwarzschild
 θ : coefficient
 λ : longueur d'onde
 μ : masse atomique
 ν : fréquence
 ξ : exposant
 ω : pression d'un gaz
 p : rapport de transformation (d'un transformateur électrique)
 σ : constante de Stefan
 τ : constante de temps
 φ : angle de déviation
 ω : pulsation

1 - GENERALITES.

On sait que les spectres d'émission des différentes sources de rayonnement peuvent se classer en trois groupes :

spectres de raies,
spectres de bandes,
spectres continus.

1,1.- Les spectres de raies apparaissent comme un ensemble de raies plus ou moins fines séparées par des intervalles obscurs : ils sont fournis par les gaz ou les vapeurs monoatomiques, gaz rares, alcalins, mercure, métaux, etc..

On a pu aussi, dans certains gaz dont la molécule est polyatomique, observer un spectre de raies de l'atome : tel est le cas de l'atome d'hydrogène.

L'aspect des spectres de raies est particulièrement frappant ; c'est sans doute pour cette raison qu'ils ont attiré d'abord l'attention des physiciens.

Les premières recherches ont naturellement porté sur les spectres les plus simples, c'est-à-dire les moins riches en raies.

C'est ainsi qu'à la suite des travaux de BALMER (1885), on a pu établir, entre les nombres d'ondes des raies de l'atome d'hydrogène, des formules, dites de série, qui permettent de calculer les nombres d'ondes des différentes séries.

De telles formules ont pu, par la suite, être obtenues pour les différentes séries de l'atome d'hélium ionisé, des alcalins, du mercure.. Des spectres, aussi compliqués que ceux des gaz rares, qui contiennent plusieurs centaines de raies sont, actuellement, plus ou moins complètement classés en séries.

La notion fondamentale de quanta, mise en évidence par PLANCK, au cours de son étude du corps noir, a été utilisée par BOHR, en 1913, dans l'étude des spectres de raies.

Les succès de la théorie de BOHR ont entraîné les physiciens dans l'étude presque exclusive des spectres de raies, afin de déterminer les énergies des niveaux des différents atomes.

Il convient de remarquer ici que, lorsqu'une raie se détache sur un fond obscur ou faiblement éclairé, on n'a jamais affaire à une discontinuité brusque, mais seulement à une variation rapide, en fonction de la longueur d'onde, de l'intensité lumineuse émise.

La largeur de la raie ne peut donc être définie d'une manière exempte de tout arbitraire : on choisit habituellement l'intervalle de fréquence séparant les points d'ordonnée moitié de l'ordonnée maximale. On appelle "largeur naturelle" d'une raie, celle qui se produit lors de l'émission par un atome immobile et isolé, c'est-à-dire un atome qui se trouve dans un gaz, dont la température et la pression sont très basses. En théorie classique, cette largeur provient uniquement de l'amortissement du train d'ondes dû au rayonnement : elle est, pour toutes les radiations, égale à $1,2 \cdot 10^{-4}$ Å. Dans la pratique expérimentale, on n'observe jamais des raies aussi fines, en raison de diverses influences perturbatrices : effet Doppler-Fizeau, effet Stark, effet de pression, effet d'auto absorption.

Nous voyons dès à présent que la distinction entre raies et fonds continus ne sera pas toujours très aisée.

1,2.- Les spectres de bandes se présentent au premier examen comme des bandes lumineuses occupant d'assez larges intervalles du spectre, séparés par des espaces obscurs. Ils sont fournis par les gaz ou les vapeurs polyatomiques.

En utilisant un spectroscopie de pouvoir de résolution suffisant, on constate que ces bandes sont en réalité formées de la juxtaposition de raies très serrées. Dans quelques cas particuliers cependant, les bandes ne sont pas résolubles en raies.

1,3.- Les spectres d'apparence continus, qu'on n'a pu résoudre en raies même avec des dispositifs à pouvoir de résolution très élevé (spectroscopie à échelons). On trouve de tels spectres dans le rayonnement des solides incandescents, ou dans celui du corps noir.

Le spectre solaire est un spectre continu, interrompu par quelques raies d'absorption.

L'étude des spectres continus se résume dans la détermination de la répartition spectrale de l'énergie.

Le premier spectre étudié, en raison des conditions bien définies de son émission, a été celui du corps noir. Il a fait l'objet de travaux approfondis, puis, en raison des succès de la théorie de BOHR dans les recherches sur les spectres de raies, les spectres continus ont été à peu près complètement laissés de côté.

Si l'on excepte en effet un travail de WÜLLNER en 1869, ce n'est que depuis quelques années seulement qu'ils ont de nouveau attiré l'attention des physiciens.

Il semble bien pourtant, que leur étude ne soit pas sans intérêt, car il est possible qu'elle puisse conduire à distinguer de nouvelles modalités d'émission de rayonnement.

Remarquons que l'explication des spectres continus, observables dans la lumière émise par des sources aussi connues que le soleil ou les étoiles, est encore incertaine.

Nous aurons à distinguer deux sortes de spectres continus :

1,31.- des spectres que l'on pourrait appeler "pseudo-continus"

1,32.- des spectres continus (vrais)

Les premiers sont d'apparence continue, parce qu'ils sont constitués de raies serrées dont chacune est suffisamment large pour venir empiéter sur la raie voisine.

Il semble que, par une résolution suffisante, on puisse déceler de tels spectres, du fait que la courbe de répartition présente des ondulations dont les maximums correspondent à des positions de raies connues.

1,4.- Comme les conditions de production de raies larges sont aussi celles

qui favorisent l'apparition de spectres continus, on observera la superposition d'un vrai et d'un pseudo-continu ; la courbe de répartition expérimentale fournira, pour chaque longueur d'onde, la somme des éner-

gies, et il pourra être malaisé d'en déduire les répartitions relatives aux deux spectres.

Une difficulté d'analyse du même ordre se présentera dans le cas de la superposition de deux ou plusieurs spectres continus vrais.

Cette circonstance peut avoir deux causes pour origine:

1,41.- Deux ou plusieurs spectres continus, dus à différents mécanismes d'émission se superposant à chaque instant.

1,42.- L'enregistrement spectrographique n'est pas instantané : même si le spectre relève d'un unique mécanisme d'émission, il peut arriver que pendant le temps que dure le phénomène, les causes d'excitation varient d'intensité (ex: l'intensité du courant de décharge qui traverse un tube), la loi de répartition d'énergie résultant de l'examen du spectre correspondra donc à l'émission globale, ce qui introduit des difficultés supplémentaires d'interprétation.

1,5.- De plus, dans de nombreux dispositifs, la source est un volume lumineux : le rayonnement qui tombe sur la fente du spectrographe résulte à la fois de l'émission des différentes tranches de faible épaisseur, perpendiculaires à la direction du faisceau, et de l'absorption par les couches superficielles, (les plus proches de la fente) de la lumière émise par les couches plus profondes.

Les raies sombres du spectre solaire s'expliquent par cet effet.

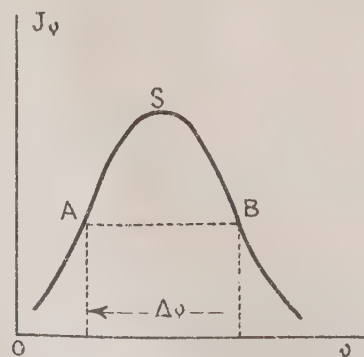


Fig. 1,1

1,6.- Il est clair que, si l'on désire observer un spectre continu dont la loi de répartition énergétique soit théoriquement interprétable, il sera avantageux de se placer dans des conditions expérimentales qui réduisent le plus possible les perturbations provenant de l'absorption.

Pour préciser cette idée, nous appellerons "émission pure", l'émission produite par une couche mince de matière luminescente perpendiculaire à sa faible épaisseur. Nous indiquerons plus loin (Tableau I, à la fin du chapitre 4), le sens du mot "mince", en fonction des conditions d'émission de la lumière.

D'autre part, on a, dans la pratique, très fréquemment affaire à des sources non homogènes, et l'effet observé est une moyenne des effets de chacun des points de la source.

Les remarques qui précèdent conduisent à poser que, si l'on désire obtenir des spectres dont l'interprétation théorique soit possible, il conviendra de se rapprocher, autant qu'on le pourra, de conditions expérimentales telles que l'on ait :

1,61.- une source lumineuse autant que possible homogène,

1,62.- une émission pure,

1,63.- une observation de très faible durée si le phénomène est variable dans le temps, et relative à des données aussi bien définies que possible.

Les travaux, encore peu nombreux, relatifs aux spectres continus, sont bien loin de remplir ces conditions.

Les expérimentateurs ont surtout cherché à réaliser des dispositifs engendrant des spectres continus intenses, soit pour en établir l'existence avec certitude, soit à des fins purement techniques : la construction d'équipements pour la photographie instantanée par exemple.

2 - PRINCIPAUX SPECTRES CONTINUS CONNUS.

Pour permettre une discussion aussi complète que possible de nos résultats et pour les confronter, aussi utilement que possible, avec les théories proposées pour expliquer l'apparition des spectres continus, nous allons, au préalable, passer en revue les principaux spectres continus connus actuellement.

2,1.- Spectre du corps noir.

Les conditions expérimentales de l'observation du spectre du corps noir sont bien connues : on vise un petit orifice pratiqué dans la paroi d'une enceinte en équilibre de température et opaque au rayonnement

On sait que la variation du pouvoir émissif en fonction de la fréquence est donnée par la loi de PLANCK :

$$(2,1) \quad J_\nu = \frac{2 \pi h}{c^2} \times \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

On peut également exprimer le pouvoir émissif du corps noir en fonction de la longueur d'onde ; la formule devient alors :

$$(2,2) \quad J_\lambda = 2 \pi h c^2 \times \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}$$

qui peut être représentée à diverses températures par la famille de courbes de la figure 2.1.

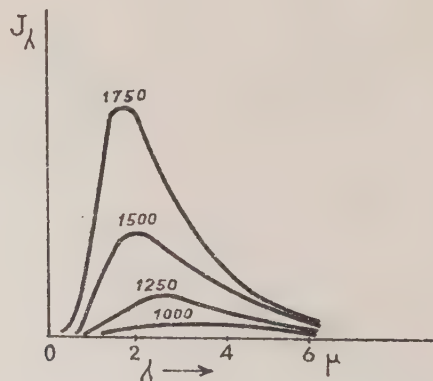


Fig. 2,1

2,2.- Spectre de la lumière émise par les solides et et les liquides incandescents.

A première vue, ils ressemblent beaucoup au spectre du corps noir, mais des mesures précises ont montré que :

1°) Le pouvoir émissif total à une température donnée est inférieur à celui du corps noir à la même température tel qu'il est donné par la formule de Stefan ($J = \sigma T^4$) ;

2°) La variation du pouvoir émissif, en fonction de la température, ne peut être représentée par une formule où l'on remplacerait le coefficient de Stefan σ , par un autre plus petit σ' . Diverses lois empiriques ont été proposées; une expression de la forme :

$$(2,3) \quad J = \sigma' T^n$$

où n , variable avec les divers corps, est compris entre 4 et 6 et convient assez bien, au moins dans un certain intervalle de températures.

3°) La répartition spectrale n'est qu'exceptionnellement la même que celle du corps noir ; dans ce cas on a, en appelant J_ν le pouvoir émissif du corps incandescent étudié, pour une fréquence donnée :

$$(2,4) \quad J'_\nu = J_\nu \times \alpha \quad \text{où} \quad 0 \leq \alpha \leq 1$$

Le corps est alors dit gris ; mais, en général, le spectre observé diffère notablement de celui du corps noir et contient relativement plus de bleu.

Comme on ne connaît pas d'expression analogue à (2,1), qui relie la valeur de $J_\nu = f(\nu)$ à la température du corps incandescent, on utilise la notion de température de couleur.

La répartition spectrale cherchée est alors définie approximativement, lorsqu'on a mesuré cette température de couleur.

2.3.- Spectres continus des gaz.

On est certain que, dans de nombreuses étoiles, la matière est à l'état gazeux ; on observe cependant des spectres assez analogues aux précédents. Aussi a-t-il paru intéressant de chercher à obtenir au labo-

ratoire des spectres continus de gaz que l'on puisse étudier à loisir dans des conditions expérimentales bien définies.

La plupart des procédés d'obtention des spectres continus utilisent le passage du courant électrique à travers un gaz ou une vapeur métallique, dans des conditions expérimentales convenables.

Dans de telles expériences on ne peut savoir à priori s'il n'est pas nécessaire, pour obtenir un rayonnement continu défini, de préciser un grand nombre de variables expérimentales telles que : nature du gaz, pression, intensité ou densité de courant, tension entre les électrodes, température, éventuellement même (à cause de l'influence possible des parois) diamètre des tubes à décharge.

Si l'on se propose de dégager le rôle des différentes variables on est conduit à les faire varier isolément, ce qui est parfois expérimentalement difficile, et suppose, de toute manière, un grand nombre d'essai

L'étude des spectres obtenus par excitation électrique des gaz se présente donc comme plus compliquée que celle du corps noir, dont le rayonnement ne dépend que de la température ; cette étude n'en est encore qu'à son début ; on a cherché surtout jusqu'ici et parfois dans un but purement technique à produire des rayonnements continus de grande intensité.

Les principaux résultats de ces recherches sont les suivants :

2,31.- Décharges dans les gaz à haute pression.

De telles décharges peuvent se produire, soit en régime d'arc, soit en régime d'étincelle.

2,311.- Arc à mercure à haute pression.

Si on augmente progressivement l'intensité du courant qui passe dans un arc à vapeur de mercure, la température de régime, et par suite la pression de la vapeur saturante, s'élèvent ; on constate l'apparition d'un spectre continu, qui se superpose au spectre de raies ordinaire de l'arc basse pression.

En utilisant des tubes de petit diamètre en quartz, on peut laisser s'élever la pression jusqu'à 300 hpz. La température de la vapeur, variable d'un point à un autre du tube, atteint, d'après ELENBAAS (12,13) 6000° sur l'axe.

Les essais de cet auteur ont porté en particulier sur quatre tubes: les principaux résultats de son étude peuvent se résumer ainsi :

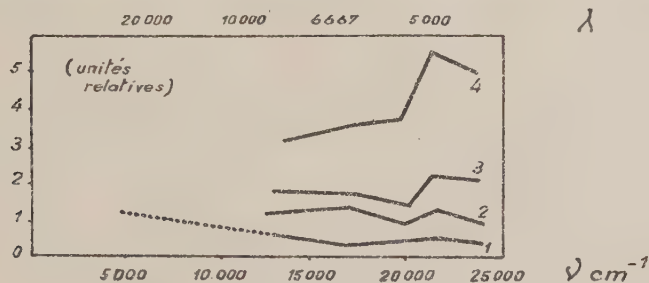


Fig. 2,2

On peut observer l'existence d'un spectre continu qui s'étend au moins de 0,2μ dans l'ultra-violet jusqu'à 6μ dans l'infra-rouge, et, en fait, bien plus loin, jusqu'à 700μ, comme l'ont montré Mc CUBBIN et SINTON.

ELENBAAS a donné des courbes de répartition spectrale de ces fonds continus.

Il ressort de l'examen de ces courbes, d'après l'auteur, que, en première approximation, dans la limite de précision des mesures, qui sont délicates :

"le flux d'énergie émis dans un intervalle de fréquence donné, $\nu, \nu + d\nu$, est, dans le domaine représenté sur les courbes, indépendant de la fréquence."

D'après ELENBAAS, ce résultat, du fait qu'il est obtenu avec des tubes fonctionnant dans des conditions expérimentales passablement différentes (pression, température) ne serait pas limité au cas envisagé.

En raison de son importance au point de vue de l'interprétation possible (voir ci-dessous les théories d'UNSOLD, au paragr. 4,23), il mériterait une vérification soigneuse et étendue, d'autant plus que les courbes ci-dessus ne sont, à notre avis, guère convaincantes.

ROMPE et THOURET (50) ont cependant confirmé les résultats d'ELENBAAS, mais ne précisent malheureusement pas l'étendue du spectre dans laquelle ils ont opéré cette vérification. Ils ont, par ailleurs, étudié, au voisinage de 5400 Å et 6100 Å, les variations de l'intensité du fond continu en fonction de l'intensité du courant.

Le résultat de leurs expériences, conduites dans un intervalle assez réduit d'intensités de courant (le rapport des intensités extrêmes n'était que de 1 à 3), est le suivant :

L'intensité du rayonnement continu croît comme la puissance 1,6 du courant qui traverse le tube.

2,312.- Arcs dans le xénon à haute pression.

Dans ces sources, présentées par LARCHÉ et ses collaborateurs (1952), on observe un rayonnement très intense dans le visible et l'infra rouge proche.

Des études de répartition spectrale ont montré que celle-ci était voisine de celle du corps noir à une température de 6000°, ce qui ne signifie rien d'autre que le fait qu'on peut assigner à ces sources une température de couleur.

2,32.- Décharges par étincelles condensées.

Dès 1869, WÜLLNER (65) a signalé que l'étincelle de décharge d'un condensateur dans l'air à la pression atmosphérique est une source de rayonnement continu.

LAURENCE et DUNNINGTON (37) ont repris ces expériences en déchargeant un petit condensateur (0,004 μ F), chargé à 25.000 volts.

De telles décharges peuvent être oscillantes ou apériodiques, suivant les conditions de résistance et d'impédance du circuit ; dans les deux cas l'intensité du courant, qui traverse la coupure, varie très rapidement en présentant un ou plusieurs maximums, qui peuvent atteindre plusieurs milliers d'ampères.

A priori, il est possible que la composition de la lumière émise varie en même temps que l'intensité du courant ; on a donc intérêt à tenter de n'étudier le spectre que pendant une portion très brève de la dé-

charge, pendant laquelle les conditions peuvent être considérées comme constantes.

Les auteurs ont employé une cellule de Kerr entre nicols croisés, commandée par la décharge elle-même. La méthode leur a permis d'étudier le rayonnement émis pendant des temps très courts, compris entre 4.10^{-8} et 75.10^{-8} s depuis le début du phénomène.

L'étude du début de la décharge d'étincelle par ce procédé a donné les résultats suivants :

1°- Ces décharges condensées produisent un éclair, dans lequel on peut mettre en évidence un fond continu notable.

2°- Ce fond continu se superpose au spectre de bandes de l'oxygène, de l'azote de l'air et aux raies caractéristiques du métal de l'électrode; les raies sont fortement élargies, et cet élargissement peut atteindre 45 Å.

3°- Le fond continu présente un maximum d'intensité vers 4600 Å. Il y a lieu de se demander si la longueur d'onde, correspondant à ce maximum d'intensité, ne dépend pas de l'intensité maximale du courant de décharge et par suite de la capacité du condensateur et de sa tension de charge.

Il semble bien qu'il en soit ainsi, puisque les clichés correspondant aux stades suivants de la décharge, montrent un déplacement du maximum vers les grandes longueurs d'onde. Ce résultat - différent de celui qu'avait trouvé ELENBAAS, qui opérait dans des conditions expérimentales très différentes, tendrait à prouver que la loi de répartition spectrale dépend des conditions d'excitation.

4°- Si l'on étudie la lumière émise par les différentes régions de l'étincelle, on constate que l'intensité du fond continu est plus élevée au voisinage des électrodes. Les auteurs ne précisent pas le sens exact du mot "voisinage".

5°- Les raies caractéristiques du métal de l'éclateur sont absentes des premiers stades de la décharge.

Des observations analogues ont été faites par HAMOS (26), qui a pu préciser que l'émission du spectre de raies est antérieure à celle du spectre continu, ce qui paraît contredire le résultat précédent. Le spec-

tre continu, plus intense aux environs de l'anode, est indépendant de la nature des électrodes.

Les conditions de haute pression et de grande intensité instantanée de courant sont certainement réalisées dans les expériences sur "l'étincelle immergée", qui éclate entre deux électrodes plongées dans un liquide isolant, ou sur "les fils explosés" volatilisés instantanément par un courant bref et intense, mais il est encore bien plus difficile que dans les recherches précédentes de préciser le détail des conditions expérimentales. La répartition spectrale du fond continu paraît, au moins en première approximation, indépendante de la fréquence, comme la répartition spectrale de la lumière émise par les tubes d'ELENBAAS. (Voir fig. 2.3).

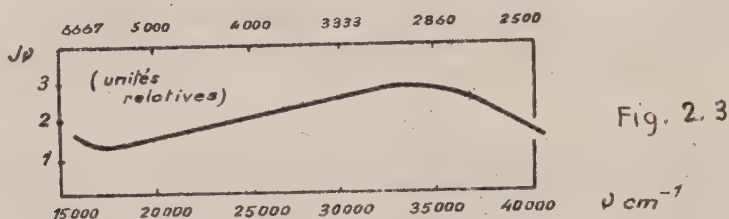


Fig. 2.3

On peut également rattacher à ce groupe les expériences de MICHEL-LEVY et de MURAUOUR (41), bien que, de prime abord, les conditions en paraissent très différentes : les auteurs font détoner les pétards d'explosifs dans une enceinte contenant des gaz rares et, par ce procédé, ont réussi à produire des spectres continus qui ressemblent au moins qualitativement aux précédents, mais qui contiennent une forte proportion de bleu, la température de couleur atteignant 35.000°.

Un point quelconque du volume de l'enceinte est certainement soumis à une pression très élevée pendant un temps très court. Les conditions expérimentales sont, au moins pour le moment, impossibles à préciser.

2.33.- Décharges à basse pression.

2,331.- J.A. ANDERSON et SMITH (8) ont étudié la lumière émise par une étincelle éclatant dans l'air à la pression de 10 mm, con-

tenu dans un tube de 30 cm de long et 1 mm de diamètre. Cette étincelle était produite par la décharge d'un condensateur de 1μ F chargé à 6000 volts. Un dispositif à miroir tournant permettait d'étudier séparément les différents instants de la décharge.

Les résultats peuvent se résumer ainsi :

1°) La décharge est oscillante, de fréquence 87000 ;

2°) On a pu mettre en évidence un spectre continu notable dans tout le domaine spectral observable par les procédés photographiques ;

3°) Ce spectre ne présente pas de discontinuité d'intensité ;

4°) Le rapport de l'intensité du fond continu à celles des raies croît avec le courant pour une longueur donnée de colonne de gaz, et tend vers une limite, ce qui montre que le gaz absorbe d'autant plus qu'il émet. A courant constant, ce rapport croît avec la longueur de la colonne ce qui montre que les coefficients d'absorption relatifs au fond continu sont inférieurs à ceux des raies. Les auteurs ne précisent pas les valeurs de ces coefficients ;

5°) Ces renseignements qualitatifs ont été complétés par quelques mesures de température de brillance aux différentes longueurs d'onde : on trouve 19.000° pour 3.500 Å, 33.000° pour 4.500 Å, 52.000° pour 7000 Å

6°) L'étude au miroir tournant montre que les raies du silicium (contenu dans les parois du tube) et les bandes de l'air apparaissent avant le fond continu.

C'est sur les résultats de ces recherches que s'est appuyé FINKELNBURG pour établir les théories que nous développerons plus loin.

2,332.- En faisant passer des décharges condensées à travers de l'hydrogène à la pression de 20 mm, CHALONGE (1) a réussi à éliminer les spectres de la molécule et à ne laisser subsister que les spectres atomiques.

Ceux-ci sont accompagnés de spectres continus qui commencent aux limites de séries et s'étendent vers les grandes fréquences.

En fait ces spectres commencent le plus souvent un peu en deçà (du côté des faibles fréquences) des limites des séries de Balmer et de Paschen.

Le phénomène n'est pas particulier à l'hydrogène, et des fonds continus, commençant aux limites de séries, ont été observés dans les spectres de la lumière émise par de nombreux gaz convenablement excités (Ex.: l'hélium).

2,333.- Au cours de recherches d'un caractère plutôt technique sur la production de lumière blanche par excitation électrique de gaz rares à quelques mm de pression au moyen de la décharge condensée, LAPORTE (33,34) a montré que l'on pouvait observer, dans le spectre ainsi obtenu, un fond continu qui occupe tout le domaine compris entre la limite rouge du visible et l'ultra-violet au voisinage de 2000 Å.

2,334.- On a remarqué, depuis longtemps, une grande analogie entre les phénomènes optiques que l'on observe lorsqu'on excite les gaz, soit par des décharges condensées, soit par des décharges oscillantes à haute fréquence. On peut, par exemple, voir dans les deux cas les raies appartenant aux spectres d'étincelle des différents ordres. Nous avons du reste noté que, au cours des expériences d'ANDERSON, une oscillation à 87.000 Hz se produit en même temps que la décharge condensée. Il est donc naturel de chercher si on peut observer la présence de fonds continus dans la lumière émise par les gaz excités à l'aide d'une décharge oscillante à haute fréquence.

C'est ainsi que VOLKRINGER (65) a étudié la décharge sans électrode dans des tubes contenant des vapeurs métalliques (mercure, zinc) sous basse pression. L'aspect des spectres dépend trop des conditions expérimentales pour que les détails assez compliqués des résultats puissent être reproduits ici.

DEJARDIN (11) a - incidemment - au cours de recherches, où il se proposait d'exciter des spectres d'étincelle du xénon à basse pression par la décharge en anneau, observé et photographié des fonds continus intenses, sur lesquels se détachent des raies.

Il a constaté que le spectre continu s'étendait loin vers l'U.V., et signale comme probable l'existence de radiations infra-rouges, contrairement à un résultat obtenu par Mc CALLUM, au cours d'expériences rapportées ci-dessous. DEJARDIN estime que la limite de 6500°A indiquée par

Mc CALLUM, n'est due qu'à la baisse rapide de la sensibilité photographique au delà de cette longueur d'onde.

On peut alors se poser la question suivante : les spectres continus, que l'on a observés lorsqu'on opère avec des courants de grande intensité et avec des pressions élevées, subsistent-ils au cours des décharges à basse pression pour de faibles courants, ou, au contraire, faut-il un courant et une pression minimaux pour les faire apparaître ?

2.335.- TOWNSEND et ses collaborateurs (PAKKALA (61) : Hélium ; JOHNSON (29,30) : Néon ; Mc CALLUM, KEYSTON, KLATZOW (38) : Argon ; Mc CALLUM (38) : Xénon) ont excité des gaz rares dans des conditions de pression assez basse et de courant faible (Pression de l'ordre du cm ; courant de l'ordre de 10 mA) et ont effectivement obtenu des spectres continus.

Ils ont réalisé deux séries d'expériences :

- a) en courant continu
- b) en courant alternatif H.F.

Les spectres continus, observés dans les deux cas, étaient identiques, à condition que les énergies moyennes d'agitation des atomes du gaz et des électrons soient les mêmes en courant continu et alternatif⁽¹⁾ (tant que la longueur d'onde correspondant à la fréquence de l'oscillation reste comprise entre 12 et 600 mètres) : nous ne séparerons pas les résultats obtenus dans les deux séries d'expériences.

Le spectre continu de l'hélium, par exemple, a été étudié dans les conditions suivantes : la pression varie de 3 à 27 mm, le diamètre des tubes d'expérience étant relativement grand, de l'ordre de 3 cm. La lumière émise traversait des combinaisons des filtres colorés avant d'être reçue par une cellule photoélectrique. On séparait ainsi, quoique assez grossièrement, les domaines spectraux, sans avoir recours à un spectrographe. Le spectrographe a toutefois été utilisé pour étudier le spectre d'autres gaz, en particulier celui de l'argon.

(1) Ce résultat est obtenu lorsque le champ électrique moyen au cours de la décharge oscillante est égal au champ électrique moyen en courant continu. (Townsend et F. Llewelyn Jones - Notions of electrons in gases Phil Mag).

Au cours des expériences en courant continu, l'intensité du courant était maintenue constante au moyen d'un dispositif à diode à saturation, disposée en série dans le circuit du tube. Les mesures précises ont en fait été réalisées lorsque le tube était alimenté en haute fréquence. La longueur d'onde correspondant à la fréquence utilisée était de 100 mètres. Dans ces conditions, il n'y a pas de différences de luminosité entre les différents points du tube, telles que celles qu'on peut observer, lorsque le tube est alimenté en courant continu. L'espace sombre de Faraday, par exemple, disparaît et les mesures sont plus faciles.

Les tubes étaient observés en travers (sources de faible épaisseur : ≤ 3 cm); les résultats, analogues pour les différents gaz, peuvent se résumer ainsi :

- Les auteurs ont évalué l'énergie qu'il est nécessaire de communiquer à un électron pour exciter ce spectre continu ; ils l'ont trouvée inférieure à celle qui est nécessaire pour exciter la radiation de résonance et dont les valeurs bien connues sont les suivantes :

Hélium :	19,7 électrons volts
Néon :	16,5
Argon :	11
Krypton :	10
Xénon :	8,3

Ce résultat est très important et inattendu ; nous y reviendrons à propos des théories des spectres continus.

2°- A courant constant et tension entre électrodes constantes, l'intensité du spectre continu augmente, relativement à celle du spectre de raies, en même temps que la pression du gaz. Ces observations n'ont pas dépassé le stade qualitatif.

3°- A pression constante, l'intensité du spectre continu croît proportionnellement à l'intensité du courant de décharge. Les courants utilisés restaient toutefois faibles : quelques dizaines de milliampères.

Il serait intéressant de vérifier cette proportionnalité dans un domaine étendu.

4°- On n'observe pas de discontinuité du spectre continu correspondant à une limite de série.

Les auteurs ne donnent pas d'indication concernant les coefficients d'absorption du fond continu.

2.336.- Au cours des recherches déjà signalées ci-dessus, CHALONGE (1) a montré que, lorsque la décharge dans l'hydrogène n'était pas condensée, on pouvait observer un autre spectre continu que celui qui commence à la limite des séries caractéristiques des spectres atomiques. Ce nouveau spectre continu apparaît en même temps que le "spectre secondaire" de l'hydrogène, qui, comme on le sait, est attribué à la molécule d'hydrogène.

2.337.- On peut encore signaler d'autres spectres continus, rencontrés incidemment au cours de recherches d'ordre technique, et qui sont difficiles à rattacher avec précision à un des types de spectres précédents, les renseignements expérimentaux faisant par trop défaut.

MARSDEN, BEESE et MEISTER (40) ont montré que des tubes, contenant de la vapeur de Tellure excitée de façon convenable (flamme, décharge continue), émettaient une lumière qui, de blanc faiblement bleuté pour de petites puissances dépensées dans l'appareil, vire vers le jaune d'or pour des puissances plus élevées. L'observation spectroscopique révèle la présence de bandes ainsi que celle d'un fond continu qui s'étend vers l'U.V. lointain, où son intensité diminue beaucoup.

Dans leur communication, les auteurs ne publient pas de courbe de répartition énergétique, mais donnent le tableau suivant, où sont indiqués les flux émis par diverses sources dans les différentes fractions du spectre visible (en %).

	Rouge 7200	Jaune 5950	Vert 5650	Bleu 4950	4000
Tellure faible puissance	14,5	22,5	56	7	
Tellure grande puissance	32	33	34	1	
Corps noir 6000° K	15,1	22,5	55,8	6,6	
Filament de W (200 w.)	28,5	27,5	41,5	2,5	
Lampe Hg haute pression	1	43	54	2	

Quelques recherches ont été faites sur les alcalins. L'intensité du spectre continu paraît croître de Li vers Cs. MOHLER (42) a étudié cet élément, dont la vapeur était contenue dans un tube capillaire de 1 mm de diamètre, observé en bout. Le courant de décharge atteignait 300 ampères et la pression dans le tube 17 mm.

On observe une lumière blanchâtre dont l'intensité croît jusqu'à un maximum, quand le courant croît. Si on augmente encore l'intensité du courant à partir de la valeur correspondant à ce maximum, l'intensité lumineuse reste constante. Les détails manquent.

2.338.- Au cours d'expériences destinées à préciser le fonctionnement des lampes à éclair, LEGROS (36) a étudié le rayonnement émis dans divers domaines spectraux par des tubes à xénon ou à krypton traversés par une décharge condensée.

Le spectre est partagé en 4 régions à l'aide de filtres ; la mesure de l'intensité de rayonnement émis se fait à l'aide de cellules photoélectriques, reliées à un oscillographe cathodique par l'intermédiaire d'un dispositif amplificateur. Il n'est donc, par ce procédé, pas possible de séparer les intensités émises par le fond continu et les raies. Les résultats de LEGROS donnent cependant une approximation intéressante, le flux provenant du fond continu étant dans les conditions envisagées, nettement prépondérant - sans qu'il soit possible d'évaluer de quelle façon - dans la lumière totale.

Les principales conclusions résultant de ce travail sont les suivantes :

1°- L'intensité émise dépend de la nature du gaz. Pour des décharges de mêmes caractéristiques électriques : même énergie de décharge, même tension, l'intensité dépend de la nature du gaz : elle est dans le xénon de 1,2 à 2,1 fois plus grande que dans le krypton, suivant la région étudiée et les conditions de la décharge. On a donc, au point de vue pratique intérêt à choisir le xénon pour la photographie.

2°- La répartition spectrale des intensités est légèrement différente lorsqu'on passe d'un gaz à l'autre. Remarquons que le phénomène pourrait être dû aux seules raies des spectres, le fond continu pouvant alors être le même dans les deux cas.

3°- L'intensité émise varie linéairement avec la pression, puis atteint un palier.

4°- La répartition spectrale varie, assez faiblement, lorsqu'on fait varier la pression aux bornes d'un tube donné.

2,339.- CARLSON et FRITCHARD (9) ont publié un spectre de la lumière émise par un tube contenant un mélange de krypton et de xénon. La répartition spectrale de la lumière est, dans les conditions de l'expérience, peu modifiée par l'absorption ; on observe nettement un maximum et un minimum, ce qui semble se rapprocher des résultats d'ANDERSON et montrer que ceux d'ELENBAAS ne peuvent être généralisés.

2.33.10.- De même CRAGGS et MEEK (10), étudiant l'évolution au cours du temps de la luminosité du fond continu émis par des éclairs brefs ont constaté que la forme de la courbe de décroissance de cette luminosité n'était pas la même, suivant la longueur d'onde d'observation, cela revient à dire que, comme ANDERSON l'avait noté, la répartition spectrale varie au cours de la décharge, ou, autrement dit, qu'elle dépend des conditions d'excitation.

3 - DISCUSSION DES RESULTATS PRECEDENTS.

Il résulte de ce qui précède que, pour augmenter l'intensité des fonds continus qu'ils se proposaient d'étudier, les expérimentateurs ont eu recours à deux procédés principaux:

1°- Ils ont élevé la pression du gaz.

2°- Ils ont augmenté l'intensité du courant.

Cette deuxième condition doit cependant être considérée avec attention ; il est bien évident que, du point de vue technique, il vient naturellement à l'esprit d'augmenter la puissance électrique dépensée pour obtenir plus d'énergie lumineuse, mais ce moyen n'est pas forcément d'un grand secours pour l'interprétation des phénomènes. Lorsque nous parlons d'un spectre continu "intense", nous employons une expression qui n'est pas bien définie. Les expérimentateurs ont qualifié ainsi des spectres qui étaient nettement mis en évidence par les procédés habituels d'observation (oeil, photographie, détecteurs physiques divers...).

On peut, par exemple observer au laboratoire des raies qui se détachent sur un fond de luminosité très faible ; on pourrait alors songer à utiliser la notion de contraste entre fond continu et raies pour préciser la notion de fond continu intense ; mais ce contraste dépend bien trop des conditions d'observation, et notamment de la largeur de la fente du spectrographe pour être utilisable comme propriété intrinsèque du rayonnement.

Dire qu'un fond continu est intense, c'est bien souvent dire qu'une partie notable de la puissance émise dans la colonne lumineuse se retrouve sous forme de rayonnement appartenant au fond continu.

Lorsque la puissance dépensée dans le tube augmente, l'intensité du fond continu augmente, mais l'intensité des raies augmente aussi. Si le rapport des intensités lumineuses, dues au fond continu et aux raies, ne varie pas, la couleur du tube reste la même et tout se passe, si on considère la lumière totale, comme si on avait disposé plusieurs tubes identi-

ques en parallèle , ce qui est peut être intéressant techniquement, mais n'apporte guère d'éclaircissements théoriques.

En résumé, les faits les plus intéressants théoriquement et techniquement sont :

1°) La détermination de la répartition spectrale du fond continu, et ses variations en fonction de l'intensité du courant. Cette étude n'offre pas de difficulté particulière, du moins entre l'infra-rouge et l'ultra-violet moyen.

2°) Les variations des rapports $\frac{J_f}{J_r}$ des puissances, émises par le fond continu et les raies, et $\frac{J_f}{P}$ de la puissance, émise par le fond continu, à la puissance totale dépensée dans la colonne lumineuse. On est donc conduit à mesurer J_f , J_r et P , ce qui est malheureusement difficile.

Nous avons vu que ce problème a été abordé par TOWNSEND, lorsqu'il a observé qualitativement les variations de l'intensité relative des raies et du fond continu, en fonction de la pression du gaz. RÖSSLER a proposé une méthode qui permettrait de surmonter ces difficultés. Mais, jusqu'à présent, cet aspect de la question a fait peu de progrès, d'autant plus que les variations des coefficients d'autoabsorption, lorsque la puissance dépensée dans le tube varie, risquent de troubler le phénomène.

Nous nous sommes contenté d'étudier la répartition spectrale et ses variations, sans nous préoccuper de la deuxième partie du problème. La méthode, que nous avons employée, nous permet, en effet, de tirer des conclusions, sans qu'il soit nécessaire de faire appel à des considérations où intervient l'énergie émise dans les raies.

4 - THEORIES DES SPECTRES CONTINUS.

Il est facile d'imaginer des mécanismes susceptibles de donner naissance à des spectres continus, et les théoriciens en ont proposé de nombreux.

En définitive, on fait toujours intervenir une interaction entre deux particules ou entre une particule et un champ. On envisage, suivant les cas, l'électron, le noyau atomique, l'atome entier, neutre ou ionisé, une molécule plus ou moins complexe.

Il est, par contre, bien moins facile de faire correspondre à chacun de ces mécanismes une loi de répartition spectrale définie, et d'attribuer, avec certitude, à tel ou tel de ces mécanismes l'origine des spectres que nous révèle l'expérience, notamment dans le cas des spectres continus émis au cours des décharges dans les gaz ; aussi les auteurs ont-ils invoqué tour à tour et même simultanément plusieurs des hypothèses possibles.

4,1.- Corps noir.

Certains auteurs: [RATHENAU (48), VOLKRINGER (64)] ont cherché à assimiler le spectre continu de la lumière émise par un gaz excité, à celui du corps noir ; cette tentative a été vivement - et justement - critiquée; [cf FINKELNBURG (3), UNSÖLD (62)] etc...

4,2.- Spectres atomiques.-

Les résultats relatifs à l'atome d'hydrogène permettent de se faire une idée qualitative des lois complexes régissant les variations d'énergie des atomes plus lourds.

On sait que l'énergie totale de l'atome d'hydrogène peut se diviser en trois parties: énergie cinétique de l'électron, énergie potentielle d'interaction entre électron et noyau, énergie cinétique de rotation du noyau, cette dernière étant négligeable devant les deux autres.

L'énergie à fournir pour ioniser un atome en donnant une vitesse infiniment petite à l'électron extrait est

$$(4,1) \quad W_i = \frac{2 \pi m E^2 e^2}{h^2}$$

On pose que l'énergie totale de l'atome dans cet état est nulle.

On peut concevoir que l'électron, lorsqu'il est très éloigné du noyau et pratiquement à l'infini, est animé d'une vitesse quelconque v_{∞} . Son énergie cinétique $\frac{1}{2} m v_{\infty}^2$, quelconque elle aussi, est positive et l'électron est dit libre. On considère souvent cet ensemble, atome ionisé + électron, comme un atome unique neutre, mais excité jusqu'à un niveau d'énergie positive, caractérisé par la vitesse v_{∞} de l'électron par rapport au centre de gravité de l'ensemble, c'est-à-dire pratiquement par rapport au noyau.

A la différence des valeurs négatives, les valeurs positives de l'énergie peuvent être quelconques, et aucune n'est interdite par la théorie. Si donc on considère un ensemble d'atomes dont les énergies sont positives, on pourra toujours, si le nombre de ces atomes est assez grand, en trouver deux d'entre eux dont l'énergie diffère d'une quantité aussi petite que l'on veut.

On parlera dans ce cas de niveaux d'énergie positive qui peuvent par conséquent varier de façon continue.

Si l'électron se rapproche du noyau, l'énergie cinétique $\frac{1}{2} m v^2$ et l'énergie potentielle varient, mais l'énergie totale reste la même, $\frac{1}{2} m v_{\infty}^2$, tant que l'ensemble ne rayonne pas.

On sait d'autre part que, d'après la théorie de BOHR, il n'y a émission de rayonnement que lorsque l'atome passe d'un niveau d'énergie supérieure, appelé niveau de départ, à un autre, d'énergie inférieure, appelé niveau d'arrivée ou de retour.

Lorsque l'atome absorbe de l'énergie, le phénomène inverse se produit : l'énergie caractéristique du niveau de départ est inférieure à celle du niveau d'arrivée.

De telles variations d'énergie correspondent à l'émission ou à l'absorption d'une radiation monochromatique de fréquence ν telle que $\Delta w = h \nu$.

On admet que la théorie de BOHR est encore valable dans le domaine continu des états d'énergie positive.

On conçoit qu'il y ait émission d'un spectre continu s'il se produit simultanément un grand nombre de variations d'énergie, infiniment voisines les unes des autres, ce qui nécessite que l'un au moins de deux niveaux de départ ou d'arrivée appartienne à un domaine continu.

4,2,1 - Spectres de recombinaison.

Etant donné un atome ionisé, on conçoit qu'un électron animé d'une vitesse v_{∞} , vienne s'adjoindre à l'ion positif en se fixant sur un des niveaux d'énergie négative de l'atome neutre ainsi reformé.

Ce phénomène est appelé recombinaison de l'atome.

Avant que l'électron ait quitté le niveau de départ, l'énergie de l'ensemble était, comme nous l'avons vu, $W + \frac{1}{2}mv_{\infty}^2$, W représentant l'énergie d'ionisation de l'atome (que nous avons choisie arbitrairement égale à zéro). Après le saut, l'énergie de l'atome est l'énergie caractéristique du niveau de retour ; soit w sa valeur.

La recombinaison de l'ion et de l'électron s'accompagne donc d'une libération d'énergie :

$$(4,2) \quad W - w + \frac{1}{2}mv_{\infty}^2$$

On admet que cette énergie apparaît sous forme d'un rayonnement monochromatique de fréquence ν telle que :

$$(4,3) \quad \nu = \frac{W - w + \frac{1}{2}mv_{\infty}^2}{h}$$

Suivant cette théorie, la production d'un spectre continu à chaque instant résulte de l'existence simultanée de telles recombinaisons d'un grand nombre d'atomes ionisés avec des électrons de vitesses différentes.

Ce mécanisme explique les spectres continus de l'hydrogène, observés aux limites des séries de BALMER et de PASCHEN (cf. CHALONGE (1) etc...), ainsi que les spectres analogues, observés dans la lumière émise par d'autres éléments. Ces spectres, comme nous l'avons déjà vu, sont ca-

ractérisés par le fait qu'ils débutent brusquement à partir de la limite de série, et s'étendent, de façon continue, vers les petites longueurs d'onde.

Le processus inverse, c'est-à-dire l'arrachement d'un électron amené par excitation de l'atome sur un niveau d'énergie, et éjecté avec une vitesse qui, à l'infini, atteint la valeur v_{∞} , absorbe une énergie $h\nu$ c'est-à-dire un quantum d'une radiation de fréquence ν (Voir Note).

4,22.- Spectres de freinage électronique.

Lorsque le niveau de départ et celui d'arrivée sont tous deux dans le domaine continu d'énergie, le spectre observé est encore continu. Ce mécanisme ne se distingue donc du précédent qu'en ce que le niveau de retour est positif et non négatif.

Dans ce cas, l'électron correspondant au niveau de retour est libre, et on peut considérer le saut accompagné de rayonnement comme une simple accélération positive ou négative, liée, d'après les lois de l'électromagnétique classique, à une absorption ou à une émission de rayonnement.

Suivant le principe de correspondance, les propriétés du rayonnement prévues par des raisonnements fondés sur les mécaniques classiques et quantiques, présentent entre elles une certaine analogie. Cette analogie devient une identité, lorsque l'on considère les propriétés liées à des nombres quantiques élevés.

Si la valeur absolue de l'énergie négative, qui définit le niveau de retour, est faible (de l'ordre de l'électron-volt), il peut arriver que ce niveau appartienne quand même au domaine continu, et que l'électron, qui s'y trouve, puisse être considéré comme libre.

(Note) - Le passage d'un électron de l'état libre à l'état lié, c'est-à-dire du domaine continu d'énergie au domaine discontinu, est désigné sans la littérature étrangère sous divers noms : freebound, freigegeben, kontinuierlich-diskret, hyperbolisch-elliptisch, correspondants à l'émission d'une radiation.

Le passage inverse correspondant à l'absorption d'une radiation est désigné sous les noms de bound-free etc...

Ce fait se produit lorsque les niveaux discontinus proches de l'énergie d'ionisation - qui sont déjà normalement très serrés - s'élargissent sous l'action d'une perturbation extérieure, telle que l'effet Stark interatomique par exemple, et finissent par se rejoindre.

On explique ainsi les déplacements vers les faibles fréquences du début des spectres de recombinaison atomique de l'hydrogène.

On observe ces déplacements, lorsque l'on étudie la lumière émise par le gaz soumis à un champ électrique intense.

FINKELNBURG (14 à 22) attribue les spectres continus des étincelles condensées, ainsi que ceux qui sont observés dans la lumière émise par "l'étincelle immergée" ou les "fils explosés", à la superposition d'un spectre de recombinaison atomique (a) et d'un spectre de freinage électronique (b), les électrons étant freinés dans le champ des ions positifs formés par les atomes du gaz auxquels un électron a été arraché.

Il traite ce dernier cas par le calcul, en appliquant la formule que KRAMERS (32) a donnée pour l'émission de rayonnement d'un électron freiné dans le champ des noyaux (Théorie des rayons X).

Comme de nombreux auteurs ont cherché à appliquer aux gaz les formules tirées de cette théorie, il convient d'en rappeler les principes et les résultats les plus importants.

En 1911, au cours d'une étude sur la diffusion des électrons par la matière, RUTHERFORD (55) a évalué l'attraction positive ou négative subie par un électron de masse m , de charge e , de vitesse v , de la part d'un noyau S de charge Z , supposé immobile. (fig.4,1).

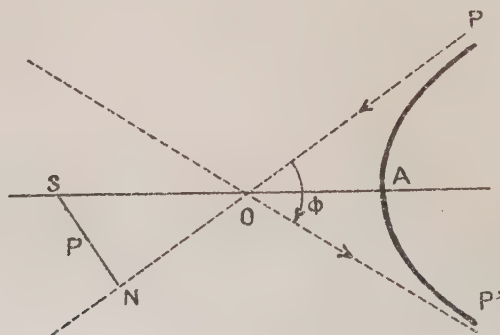


Fig. 4,1

On suppose également que, tant qu'il reste à grande distance du noyau, l'électron se déplace sur une droite dont la distance au noyau est p ; lorsque l'électron se rapproche, il est dévié de sa trajectoire d'un angle φ donné par la formule:

$$(4,4) \quad \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{mv^2 p}{Ze^2}$$

L'interaction, que l'on envisage ici, est donc du type électron-noyau.

Puisque sa trajectoire est courbée, l'électron a été soumis à une accélération. Il y a eu par conséquent émission de rayonnement.

KRAMERS applique la formule (4,4) au rayonnement des électrons de vitesse v , venant frapper, à chaque seconde, une cible matérielle infiniment mince portant A atomes par cm^2 .

Dans l'expression (4,4), lorsqu'on connaît Z , E , e , m , $\frac{\varphi}{2}$ est défini par le produit pv^2 , donc par la valeur de p , si on se donne v ; le calcul de l'intensité du rayonnement peut être conduit jusqu'au bout dans deux cas extrêmes: $\varphi = 0$ correspondant à $p = 0$ et $\frac{\varphi}{2} = \frac{\pi}{2}$, correspondant à p grand.

KRAMERS évalue, par des raisonnements fondés sur l'électromagnétisme classique, l'intensité I_ν normale à la cible, émise par celle-ci sous l'impact d'un électron, dans un intervalle de fréquences $d\nu$. Une intégration, pour toutes les valeurs de p , donne la valeur moyenne de l'intensité I_ν , émise dans le même intervalle de fréquences par un flux d'électrons de vitesse v , pouvant tomber en n'importe quel point de la cible.

KRAMERS donne pour I_ν la valeur

$$(4,5) \quad I_\nu = \frac{32 \pi^2 Z^2 e^6}{3 \sqrt{3} c^3 m^2 v^2} \times \pi A$$

FINKELNBURG applique cette formule au rayonnement des gaz étudiés par ANDERSON et SMITH, sous la forme:

$$(4,6) \quad I_\nu = \frac{32 \pi^2 e^6 A_B}{3 \sqrt{3} c^3 m^2 v} \times g$$

(où g , facteur calculé par SUGIURA, est de l'ordre de 2,5, et A le nombre d'ions positifs, qu'il prend égal au nombre d'électrons s), et obtient le résultat suivant :

$$(4,7) \quad I\nu = 4,5 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$$

où l'on remarque que le gaz émet, non en volume, mais en surface ; l'auteur suppose, en effet, que seule une couche mince (4 mm) envoie effectivement des rayons sur l'appareil d'observation, la lumière des couches plus lointaines étant absorbée.

La loi indiquée par l'auteur est donc analogue à celle que KRAMERS donne pour les rayons X ; la répartition devrait donc être indépendante de la fréquence, et, par conséquent, bien que l'auteur n'énonce pas explicitement ce résultat, de la nature du gaz.

FINKELNBURG signale lui-même que l'intensité du spectre de freinage est 500 fois inférieure à celle que donne l'expérience.

On serait donc en présence d'un spectre de recombinaison presque pur, puisque son intensité serait égale à l'intensité totale à $1/500^e$ près.

La théorie a l'avantage de ne faire intervenir que des mécanismes bien connus. Malheureusement le spectre observé n'a pas les caractères d'un spectre de recombinaison.

ANDERSON et SMITH ont fait ressortir, à ce propos, qu'ils n'avaient constaté aucune des discontinuités qui devraient se produire aux limites de séries. FINKELNBURG tente d'expliquer ce point en faisant intervenir des différences d'absorption du milieu pour les raies de série, les radiations émises dans les intervalles spectraux, situés entre les raies et le spectre continu qui commence à la limite de la série.

Si les portions du spectre, où l'émission est grande, sont également très absorbées, ce qui est en particulier le cas des raies, on conçoit qualitativement qu'il puisse y avoir une compensation entre émission et absorption qui aurait pour effet de faire disparaître les raies, surtout si l'épaisseur du gaz traversée est grande : on se rapprocherait, au moins aux environs de la limite de la série, du spectre du corps noir.

Quoiqu'il en soit, l'explication de FINKELNBURG paraît tout à fait artificielle et UNSÖLD (62) considère comme extrêmement douteuse l'attribution des spectres continus d'ANDERSON aux phénomènes de recombinaison.

D'après UNSÖLD si, à partir de données pas très différentes de celles des expériences d'ANDERSON, on évalue, par un calcul très approximatif et très schématique, le rapport des intensités des spectres de freinage et de recombinaison, on trouve qu'il doit être de l'ordre, non du $1/500^e$, mais du $1/5^e$ ce qui est loin d'être négligeable ; encore a-t-on conduit les calculs de façon à sous évaluer l'importance des spectres de freinage. La question reste ouverte.

4,2,3.- UNSÖLD a lui-même tenté de donner une explication théorique des spectres continus observés par ELENBAAS au cours des expériences que nous avons relatées ci-dessus (arc à mercure haute pression).

Comme FINKELNBURG, il s'appuie sur les formules de KRAMERS, mais sa conception de l'origine du spectre continu est différente, et, d'après lui, il faut la chercher dans une interaction entre le rayonnement et les atomes du gaz, neutres ou ionisés.

La théorie peut être rapidement résumée ainsi : le gaz est contenu dans une enceinte, et les atomes neutres ou ionisés reçoivent, de la paroi de cette enceinte, que l'on suppose en équilibre thermique avec eux, un rayonnement complexe, dont ils absorbent sélectivement une fraction qu'ils réémettent intégralement sans modification ; c'est donc cette lumière réémise qu'on observe. On cherche, par conséquent, à déterminer la répartition spectrale du rayonnement émis par l'enceinte à la température d'équilibre, ainsi que la répartition de l'énergie absorbée par le gaz.

UNSÖLD fait les deux hypothèses suivantes :

4,231.- Tout le gaz partiellement excité ou ionisé se trouve en état d'équilibre thermique avec l'enceinte.

4,232.- L'ionisation et l'excitation du gaz sont uniquement due à l'agitation thermique.

Par suite de ces deux hypothèses, la masse gazeuse est supposée homogène ; deux éléments de volume, pris n'importe où, contiennent donc

la même proportion d'atomes neutres et d'atomes excités ou ionisés. Pour caractériser la composition du gaz, désignons par N_f le nombre des atomes qui, dans une masse donnée, sont dans l'état fondamental, par N_i ceux qui, dans la même masse, sont excités ou ionisés. Le nombre total des atomes est :

$$(4,8) \quad N = N_f + N_i$$

Dans les conditions expérimentales d'excitation ou d'ionisation, N_i peut être regardé comme très petit devant N_f . Le gaz étant supposé homogène, considérons une petite masse contenant seulement un atome dans l'état fondamental : cette masse contiendra $\frac{N_i}{N_f}$ atomes excités ou ionisés. Nous pourrions donc considérer le gaz formé par un ensemble de groupes élémentaires contenant $1 + \frac{N_i}{N_f}$ atomes, dont un dans l'état fondamental et $\frac{N_i}{N_f}$ dans l'état excité ou ionisé.

Conformément à sa première hypothèse, UNSÖLD applique la loi de Kirchhoff aux centres absorbants, qui se trouvent à l'intérieur de l'enceinte : ici les centres absorbants sont constitués par les atomes, neutres ou ionisés. Ces centres émettent, eux aussi, et on a, dans ces conditions, la relation bien connue :

$$(4,9) \quad 4 \pi J_\nu = \alpha_\nu 4 \pi J_{o\nu}$$

où $J_{o\nu}$ est le pouvoir émissif du corps noir relatif à la radiation ν

J_ν est le pouvoir émissif d'un volume quelconque du gaz pour la même radiation ν

α_ν est le pouvoir absorbant du même volume de gaz pour la même radiation ν

J_ν et α_ν peuvent en particulier, être les pouvoirs émissifs et absorbants, relatifs à un atome ou à un groupe d'atomes. A la température T , $J_{o\nu}$ est donnée par la loi de Wien, valable pour une valeur pas trop grande du produit λT .

$$(4,10) \quad 4 \pi J_{o\nu} = \frac{8 \pi h \nu^3 \varepsilon^{-\frac{h\nu}{kT}}}{c^2}$$

Si le volume considéré reste assez grand pour contenir un grand nombre des groupes élémentaires caractéristiques de l'état d'ionisation du gaz, sa composition est entièrement définie par celle du groupe (appelé par UNSÖLD : nombre d'atomes par atome dans l'état fondamental), et on peut voir que son pouvoir absorbant est égal à celui du groupe élémentaire.

Soit $\alpha_{g,\nu}$ ce pouvoir absorbant. Calculons sa valeur.

Si nous appelons N_n le nombre d'atomes du gaz qui se trouvent dans l'état quantique de rang n , et α_n le pouvoir absorbant d'un gaz, qui serait constitué uniquement d'atomes dans cet état.

On a :

$$(4,11) \quad \alpha_{g,\nu} = \frac{\sum_{n=1}^{n=\infty} N_n \alpha_n}{\sum_{n=1}^{n=\infty} N_n}$$

N_n se déduit de la deuxième hypothèse d'UNSÖLD, connaissant l'énergie caractéristique d'un atome dans l'état quantique de rang n et son énergie dans l'état fondamental, on calcule $\frac{N_n}{N_f}$ en s'appuyant sur la loi de Boltzmann.

$\alpha_{n,\nu}$ est donné par les formules de KRAMERS relatives à l'absorption du rayonnement de fréquence ν . (32)

On trouve, en faisant une petite correction, destinée à tenir compte du pouvoir absorbant du petit nombre d'atomes excités jusqu'à des niveaux d'énergie positive :

$$(4,12) \quad \alpha_{g,\nu} = \gamma \frac{16 \pi^2 e^6 z_{eff}^2 \epsilon^{-w_1} \epsilon^{w+\Delta w}}{3 \sqrt{3} c h k^2 T^2 w^3}$$

avec $\gamma = 4$ pour le mercure (voir note).

Note : On a posé

$$1^\circ - (4,14) \quad \Delta w = \frac{\Delta(h\nu)}{kT}$$

$(h\nu)$ est ici la différence entre l'énergie d'ionisation et l'énergie qui marque, en fait, la frontière entre les niveaux discontinus et continus. Nous avons déjà vu que le déplacement de cette frontière, dû à l'élargissement des niveaux de faible énergie négative, est de l'ordre de 1 volt, et c'est cette valeur qu'UNSÖLD a choisie.

(suite page suivante)

On peut tracer la courbe du coefficient d'absorption mis sous la forme :

$$(4,13) \quad x = C \varepsilon \frac{w}{w_1}$$

Cette variation est représentée par la courbe (V. fig. 4,2) qui donne, à température constante, α en fonction de v

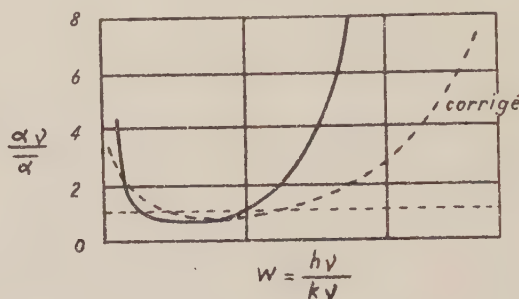


Fig. 4,2

Nous avons déjà remarqué que $N_f \simeq N$, par conséquent la valeur trouvée pour α_g , représente, à très peu de chose près, le pouvoir absorbant moyen d'un atome du gaz.

Le nombre d'atomes, contenu dans 1 cm^3 de gaz est très approximativement :

$$(4,17) \quad N_0 = \frac{w}{kT}$$

où w représente la pression du gaz.

Le flux lumineux émis par cm^3 est donc :

$$(4,18) \quad 4 \pi N_0 J_v = \frac{128 \pi^3}{3 \sqrt{3}} \frac{e^6}{h^3 c^3} Z_{\text{eff}}^2 \cdot \varepsilon^{-(w_1 \Delta w)}$$

Suite de la note de la page 35 :

2°- (4,15) $w = \frac{h\nu}{kT}$

3°- (4,16) $w_1 = \frac{w_l}{kT}$

4°- Dans les formules de KRAMERS intervenait la charge du noyau, Z ; on est conduit ici à introduire une charge Z_{eff} de l'atome ionisé.

Les auteurs ne sont pas d'accord sur la valeur qu'il convient de lui assigner.

D'après UNSÖLD $Z_{\text{eff}} \simeq 1$.

Ce résultat, comme celui de FINKELNBURG, indique une répartition indépendante de la fréquence, et par conséquent de la nature du gaz.

UNSÖLD a appliqué la formule précédente au rayonnement émis par l'étincelle immergée. On n'a sûrement pas, dans ce cas, d'équilibre thermique, mais on peut, pense-t-il, imaginer qu'il existe dans l'étincelle une superposition de divers groupes, formés d'électrons et d'atomes neutres ou ionisés en équilibre, et animés de vitesses obéissant à la loi de répartition de Maxwell. A chacun de ces groupes, on peut faire correspondre une température d'équilibre. A l'ensemble des groupes correspondrait un "mélange de températures différentes". La répartition spectrale, de la lumière émise par chacun des groupes étant indépendante de la fréquence, il devrait en être de même de la répartition spectrale de la lumière totale. Le résultat expérimental, tel qu'on peut le constater sur la courbe de la figure (22) due à WYNEKEN, (66) est en accord assez bon avec la théorie.

UNSÖLD avait appliqué également ses formules à l'étude du rayonnement des lampes à vapeur de mercure à haute pression, mais une petite erreur ayant faussé les résultats, ELENBAAS (13) a repris et développé les calculs en supposant qu'on a réellement affaire à un équilibre thermique; il choisit comme température d'équilibre une valeur déterminée par des expériences antérieures, en fonction de la consommation d'énergie par cm de la colonne positive. Cette valeur empirique est :

$$(4,19) \quad T = 6025 \left[\frac{P}{8,5 + 5,75 M} \right]^{0,1}$$

où P représente la puissance dépensée en watts/cm.

M la quantité, en grammes, de mercure vaporisé par cm de colonne.

Appliquée aux quatre lampes à mercure déjà signalées ci-dessus, cette formule a donné pour T des valeurs comprises entre 5950 et 8200°.

Nous avons vu qu'ELENBAAS avait trouvé que la répartition spectrale expérimentale était bien indépendante de la fréquence, au moins en première approximation. De plus, les intensités qu'il a calculées sont tout à fait du même ordre de grandeur que les intensités trouvées expérimentalement. Ce résultat est très remarquable étant donné que les hypothèses faites paraissent assez aventurées.

4,24 - Interprétation de TOWNSEND - Chocs sur les atomes neutres.

A la suite de leurs expériences signalées ci-dessus, TOWNSEND (l.c) et ses collaborateurs ont attribué l'émission des spectres continus, qu'ils ont observés, à des interactions entre des électrons trop lents pour exciter la radiation de résonance des atomes heurtés, et les atomes neutres du gaz. On aurait donc affaire à un mécanisme d'un type entièrement différent de ceux que nous venons d'envisager.

Les auteurs font valoir, à l'appui de leur théorie, les raisons suivantes :

1°- Le spectre observé ne peut être un spectre de recombinaison, en effet

a) On observe le spectre continu des deux côtés des limites de série aussi bien vers les grandes que vers les petites longueurs d'onde.

b) Le spectre de recombinaison devrait être accompagné de raies intenses des séries correspondantes. C'est, en fait, le contraire qui se produit, et ces raies sont invisibles, au moins lorsque le gaz étudié est l'argon.

c) Dans l'espace sombre de Faraday, où les recombinaisons sont très nombreuses, on n'observe pas d'émission de spectre continu.

Comme le champ électrique, dans la colonne positive, demeure constamment plus grand que celui qui règne dans l'espace sombre de Faraday, on ne peut raisonnablement supposer que le taux de recombinaison y est plus grand.

2°- Le spectre observé ne peut avoir pour origine des freinages électro-niques car :

l'intensité du fond continu croît proportionnellement au courant et non à son carré.

Si nous appliquons en effet la formule (4,7), qui découle des hypothèses de FINKELNBURG, nous voyons que l'intensité du rayonnement de freinage des électrons, pour une vitesse donnée de ces électrons, c'est-à-dire pour une pression et une tension données, est proportionnelle au produit $A.s$ du nombre des ions positifs par le nombre des électrons de bombardement contenus dans un même volume, c'est-à-dire puisque $A = s$, à s^2 .

3°- Il n'est guère raisonnable d'attribuer le spectre à une molécule de gaz rare que, sauf peut-être dans le cas de l'hélium, on n'a jamais pu mettre en évidence.

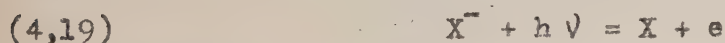
TOWNSEND montre alors que tous ses résultats s'interprètent facilement, si on suppose que les chocs responsables du rayonnement continu se font entre électrons et atomes neutres.

4°- Lorsqu'on augmente la pression, en gardant le courant constant, c'est-à-dire lorsque la vitesse moyenne des électrons diminue, le rapport de l'intensité des raies à celle du fond continu diminue.

Ce résultat s'explique à son tour, si l'on suppose que les chocs responsables du fond continu se font entre atomes et électrons trop lents pour exciter les raies caractéristiques du spectre d'arc.

Cette conception est séduisante ; elle est simple, elle ne fait intervenir dans le choc que des éléments dont l'existence et la présence dans le gaz sont certaines. Cependant elle implique l'action d'un mécanisme atomique que, à l'époque, on pensait ne pouvoir se produire, à savoir le choc non élastique entre un atome et un électron d'énergie cinétique inférieure à celle qui est nécessaire pour exciter la radiation de résonance de l'atome.

Toutefois les idées ont sensiblement évolué depuis trente ans, et de nombreux chercheurs ont été amenés à étudier des chocs du type :



où X est un atome neutre, X^- un atome ionisé négativement, et e un électron.

Des études ont été également consacrées aux rayonnements de freinage, ou aux accélérations par absorption de rayonnement au voisinage d'un atome neutre (voir à ce sujet l'ouvrage de MASSEY et BURHOP : "Electronic and ionic impact phenomena" p. 335 à 344). Nous reviendrons sur cette question au chapitre 7, traitant de la discussion des théories.

Tous les auteurs insistent sur l'extrême difficulté du problème, dès que l'on a affaire à des atomes autres que l'hydrogène. Ce gaz a fait l'objet d'un assez grand nombre de travaux, en raison de l'importance des

transitions entre niveaux du domaine continu pour rendre compte de l'absorption des rayons solaires à des longueurs d'onde supérieures à 12.000 Å.

Malgré tout, l'existence même du phénomène n'est plus guère mise en doute, sans que l'on se fasse une idée bien exacte de son mécanisme intime. Il n'est pas très facile de faire la distinction entre le rayonnement de freinage, dans le champ d'un atome neutre, et une capture d'électron avec formation d'ion négatif et perte consécutive de l'électron avec rayonnement. Aussi doit-on rattacher à ces idées les expériences de HIBY, qui a signalé avoir vu des ions He^- dans les rayons canaux. L'existence de ces ions n'a cependant pas été confirmée depuis la publication de cet article déjà ancien, (1939).

La forme de l'interaction, entre l'atome neutre et l'électron, est mal connue : il est cependant certain qu'elle décroît très rapidement dès que la distance devient supérieure au rayon atomique. Il serait tentant de chercher la répartition émise par un flux d'électrons, animés d'énergies cinétiques réparties suivant la loi de MAXWELL et perdant une fraction déterminée de leur énergie au cours du choc. Mais on est rapidement arrêté dans cette voie ; on sait, en effet, que la section de choc des atomes recevant l'impact des électrons peut varier très rapidement avec la vitesse de ceux-ci. C'est l'effet RAMSAUER-TOWNSEND, très sensible sur les gaz rares lourds, et en particulier sur l'argon. La fraction d'énergie perdue par l'électron doit varier considérablement avec la vitesse de celui-ci, et le problème atteint vite une grande complexité.

4,26.- Spectres moléculaires - Quasi-molécules - Théorie de ROSSLER.

On a observé des spectres continus, occupant en général des domaines peu étendus, qu'on attribue à des transitions entre niveaux énergétiques des molécules, lorsque l'un au moins des niveaux se trouve dans un domaine continu de variation de l'énergie.

Suivant que c'est le niveau de départ ou celui d'arrivée qui se trouve dans ce domaine continu, on a un spectre de recombinaison ou un spectre de dissociation.

Si les deux états s'y trouvent simultanément, la molécule se forme au moment du choc, rayonne, puis se dissocie immédiatement.

C'est à des mécanismes de ce type que RÖSSLER a attribué le spectre continu visible et infra-rouge du mercure.

En se fondant sur l'hypothèse que l'excitation du niveau de départ des radiations de 4800 à 9000 Å a une origine purement thermique, il évalue la tension nécessaire à cette excitation. Il trouve environ 8 volts ce qui le conduit à conclure qu'on ne peut attribuer le spectre continu observé à des recombinaisons atomiques, mais à des échanges d'énergie entre les niveaux de la molécule formée d'atomes $6^1S + 7^1P_1$.

Cependant, on sait que, dans les tubes à vapeur de mercure, ce métal se présente sous forme atomique ; aussi RÖSSLER suppose-t-il que la molécule envisagée est très éphémère ; on a plutôt une "quasi-molécule", provenant de l'interaction entre un atome neutre et un atome ionisé.

Le spectre continu des tubes à mercure s'étend, comme nous l'avons vu, sur un domaine considérable : au moins du proche infra-rouge jusqu'à l'ultra-violet moyen. Or les spectres moléculaires occupent, au contraire, en général, un domaine spectral restreint. RÖSSLER pense que l'aspect continu, observé entre ces limites éloignées, est dû au raccordement fortuit de spectres continus partiels.

L'hypothèse que l'excitation des niveaux a une origine thermique réduit évidemment la portée de la théorie à quelques cas particuliers.

4,27.- Elargissement des raies.-

Il faut ici remarquer que la conception de RÖSSLER, où intervient l'interaction de deux atomes formant une quasi-molécule, se rapproche de celles qui attribuent les spectres continus à l'élargissement des raies atomiques ou moléculaires.

Il suffit de regarder les courbes de répartition énergétique, publiées par ELENBAAS, pour constater que dans les spectres de la lumière émise par les lampes à mercure à haute pression, les raies caractéristiques de l'atome de mercure sont considérablement élargies.

La majorité des auteurs qui ont étudié ces questions a cependant cru nécessaire, comme nous l'avons vu, de faire intervenir d'autres mécanismes pour expliquer l'existence de spectres continus apparaissant dans une source à gaz à haute pression.

L'interprétation est encore moins satisfaisante, lorsque la pression reste moyenne ou basse. FINKELNBURG a montré que dans les conditions des expériences d'ANDERSON et SMITH, et pour une température de 50.000°, cependant loin d'être atteinte, l'élargissement par effet Doppler ne dépasserait pas quelques fractions d'Angstrom ; de même l'élargissement par effet Stark ne joue qu'un rôle négligeable.

Du reste, argument bien plus décisif, on voit les raies, qui sont fines et se détachent nettement sur le fond continu. FINKELNBURG en conclut que l'élargissement des raies ne peut expliquer l'apparition du fond continu.

4,28.- En résumé, nous noterons que, parmi toutes ces théories, deux, celle de FINKELNBURG et celle d'UNSÖLD, ont été poussées assez loin pour permettre de prévoir une répartition spectrale. Toutes deux, bien que s'appuyant sur des hypothèses différentes, concluent à une répartition indépendante de la fréquence.

La théorie des spectres de recombinaison n'a pas dépassé beaucoup le stade du qualitatif ; pour la pousser plus avant, il faudrait se faire une idée de la distribution des niveaux de départ, distribution qui dépend des conditions d'excitation.

4,29.- Nous tirerons de tous les travaux précédents la conclusion suivante : l'interprétation d'un spectre expérimental sera malaisée en raison de la diversité des origines possibles et de l'incertitude qui subsiste, sauf dans deux cas, sur les répartitions théoriques.

Le problème qui se pose n'est pas, bien souvent, de choisir une origine en excluant toutes les autres, mais bien, parmi toutes celles qui se présentent comme possibles dans des conditions données, de trouver celle dont l'influence est prépondérante.

On conçoit aisément la difficulté du problème, dès que des spectres d'origines différentes se superposent.

On peut, évidemment, se placer dans des conditions telles que l'un des mécanismes soit à peu près certainement prédominant, mais on crée alors une source de caractéristiques artificielles, qui peut être trop différente de la source que l'on se proposait d'étudier au départ.

Or le présent travail a pour but d'étudier l'origine du rayonnement d'une source existante, et même utilisée dans la technique ; la marge de modification, qu'il est loisible d'imposer aux conditions expérimentales, reste donc limitée.

Nous verrons cependant que les phénomènes observés sont heureusement très nets et leurs variations suffisamment importantes pour que des conclusions assez probables puissent être tirées des résultats obtenus.

Nous avons rassemblé dans les deux tableaux qui suivent les phénomènes que les expérimentateurs peuvent observer (tableau I), et les mécanismes élémentaires auxquels ils peuvent être dûs, (tableau II).

TABLEAU I

PHENOMENES OBSERVES

1° - Equilibre thermodynamique; absorption complète non sélective

Corps noir : $J = \frac{2\pi h}{C^2} \times C \frac{h\nu}{KT} - 1$

No - Pas d'équilibre thermodynamique.	a) Grande profondeur optique.	1/ Equilibre thermique a ₁) Grande distance réduite	Corps incandescent dans une enceinte isotherme. Cas particulier : absorption non sélective < 1: Corps gris
			Corps incandescents : soleil, étoiles.
			Intermédiaire entre a ₁ et a ₃
		a ₂) Distance réduite moyenne	Phénomènes élémentaires (c)
		a ₃) Distance réduite faible	
	b) Profondeur optique moyenne	Intermédiaire entre a et c	Tubes à décharges observés en bout.
	c) Profondeur optique faible		Phénomènes élémentaires

Note 1 : Une couche absorbante de "profondeur optique" unité a une transparence égale à $1/\varepsilon = 0,368$

Note 2 : Les "distances réduites" d'observation sont les distances de l'appareil d'observation à la source, exprimées en unités de profondeur optique.

TABLEAU II

Phénomènes élémentaires

I) ATOMIQUES

I) <u>ATOMIQUES</u>	A) Pression faible (Interaction faible avec autres particules du gaz)	1) Continu-continu	Spectres de freinage (X)
		2) Continu-discontinu	Spectres de recombinaison
		3) Discontinu-discontinu	Raies fines
	B) Pression moyenne	1) et 2)	Température intermédiaire entre A (1,2) et C (1,2)
		3)	Raies larges (Hg à H.P.)
	C) Pression élevée (quasi-molécules)	1) et 2)	T° électronique = T° gaz
		3)	Raies fondues en spectres continu

II) MOLECULAIRES

Mêmes distinctions que pour les spectres atomiques :

Se divisent en deux grandes classes

A) Spectres de recombinaison

B) Spectres de dissociation

5 - METHODE EXPERIMENTALE.

5,1.- Choix des gaz.-

Lorsqu'on observe le rayonnement émis par les lampes "éclair électronique" de photographie, on peut constater que la lumière obtenue est constituée par la combinaison de raies et d'un fond continu fournissant une fraction importante, supérieure à 80 %, de l'énergie globale.

L'étude de ce rayonnement devrait fournir des indications intéressantes sur l'origine possible des spectres continus, les phénomènes paraissant se présenter de façon favorable et relativement simple.

Les gaz rares, à part peut-être l'hélium, se trouvent à l'état atomique, et il semble que les conditions de la décharge "éclair" soient telles que les spectres moléculaires de molécules comme l'hydrogène sont éliminés, et a fortiori, les spectres des molécules des gaz rares, d'existence douteuse, et en tout cas très peu stables.

Par ailleurs, ils sont gazeux à la température ordinaire, ce qui facilite beaucoup les expériences et permet aisément d'atteindre directement les phénomènes élémentaires non perturbés par les réabsorptions et réémissions de rayonnement.

Leur spectre d'arc est bien connu, il est suffisamment simple pour que le fond continu reste perceptible et isolable des raies.

Leurs propriétés physiques, également bien connues, varient de façon régulière de l'un à l'autre.

Enfin, en raison de leur inactivité chimique, ils sont assez faciles à obtenir purs.

5,2.- Principe de la méthode.

L'étude spectroscopique du rayonnement émis par les lampes "éclair" est délicate, en raison des caractéristiques spéciales de ces sources.

5,21.- Elles sont discontinues, de durée très faible : voisine de quelques microsecondes.

5,22.- Leur spectre se compose d'un fond continu et de raies.

Pour examiner un rayonnement aussi bref, et aussi intense, on ne peut employer n'importe quel détecteur, - le comportement de ceux-ci, dans ces conditions inhabituelles, étant mal connu, à moins d'entreprendre une laborieuse étude préliminaire.

De toute manière, si l'on se propose d'utiliser des récepteurs photoélectriques, on est limité aux cellules photoémissives, seules capables de suivre des impulsions aussi rapides.

C'est là, comme nous l'avons vu, le principe de l'appareillage de CRAGGS et MEEK.

Au contraire, la réponse des cellules photorésistantes varie suivant la durée des phénomènes très courts à observer : cette inertie interdit l'emploi des cellules au sulfure de plomb, cependant sensibles dans l'infra-rouge jusque vers 3μ .

Il est toutefois possible, à l'aide de montages simples, de répéter rapidement les éclairs autant de fois qu'on le désire. On peut alors intégrer les effets de plusieurs milliers d'éclairs identiques, ou même de fractions de durée très faible, (10^{-6} s, ou moins, par exemple) prélevées à un instant donné, toujours le même, de la décharge.

Cette intégration se fait très aisément dans le visible ou l'infra-rouge très proche, en opérant par photométrie photographique.

Dans les régions plus lointaines de l'infra-rouge, la plaque photographique n'est plus sensible, et le problème devient plus difficile : nous donnons une méthode qui permet de le résoudre.

En même temps que l'on enregistre les spectres, il convient de définir l'état d'excitation du gaz.

Cet état est conditionné en premier lieu par les paramètres électriques du système : capacité du condensateur de charge, tension de décharge, courant traversant le tube, puissance dépensée dans la colonne lumineuse ; en deuxième lieu, par les caractéristiques du tube lui-même :

pression et température du gaz, longueur de la colonne émettant les radiations.

Nous décrirons dans ce qui suit l'alimentation électrique des tubes et les caractéristiques de ceux-ci (5,31), l'appareillage d'observation du rayonnement dans le visible et l'infra-rouge (5,4), les dispositifs de mesures électriques (5,5), la méthode de détermination de l'énergie rayonnée dans le visible (5,6) et dans l'infra-rouge (5,7).

Cette dernière fera l'objet d'un exposé un peu détaillé, car nous la croyons nouvelle, et, d'autre part, applicable au cas plus général de la spectrophotométrie de lumières brèves périodiques d'origine quelconque.

5,3.- Appareillage électrique.

Il ne se distingue que par des détails de celui qui a été décrit dans la littérature sous le nom de "montage lumière blanche" (36).

Avec cet équipement, on obtient des éclairs successifs en déchargeant un condensateur dans un tube, à travers un thyatron de commande (fig. 5,1). La grille du thyatron est reliée à une source de tension dépendant du réseau d'alimentation. La succession des éclairs se trouve alors synchronisée avec la fréquence du réseau.

Dans l'appareil construit par nous, la liaison entre le circuit de grille et le réseau est assurée par l'intermédiaire d'un pont déphaseur classique à résistance et capacité, suivi d'un ensemble amplificateur - écrêteur - dérivateur.

Le pont déphaseur permet de régler avec précision l'instant exact de la décharge du condensateur dans le tube. Cet accessoire est utile pour l'étude du rayonnement dans l'infra-rouge. Le système écrêteur et dérivateur transforme l'onde sinusoïdale amplifiée en une succession de pointes de tension. Celles-ci sont appliquées à la grille du thyatron, ce qui permet de définir avec plus d'exactitude le départ de la décharge, en réduisant la fluctuation dans le temps.

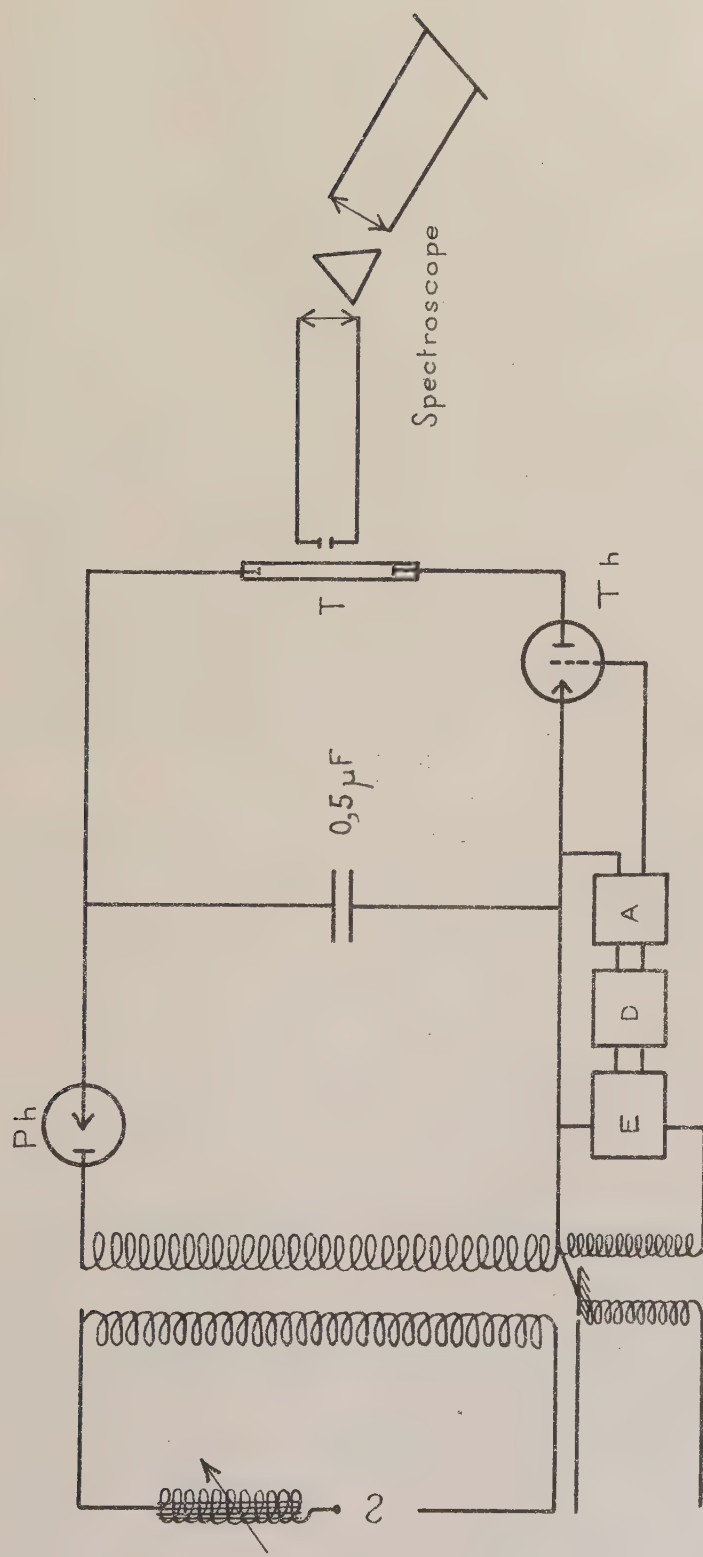


Fig. 5,1

E : écranneur D : dérivateur A : amplificateur

5,31.- Eléments de l'appareillage.

5,311.- Transformateur.- Le transformateur d'alimentation est de rapport 30, de 1 KVA environ, disposé en cascade avec un autotransformateur variable de 1,5 KVA, permettant de faire varier la tension au primaire du transformateur de 0 à 300 volts. En réalité, nous avons pu alimenter des tubes en faisant varier cette tension primaire entre 40 et 180 volts. Au-dessous de 40 volts, le tube ne s'allume pas ; au-dessus de 180 volts, il ne supporte plus la puissance dépensée dans la colonne lumineuse.

Un petit transformateur séparé, relié par une de ses extrémités secondaires à l'une des extrémités secondaires du grand transformateur précédent, alimente le système déphaseur et écrêteur-dérivateur. Le point commun aux deux transformateurs est relié à la masse.

5,312.- Thyratron.- C'est un thyatron Th. 3000 de la Compagnie Thomson-Houston, capable de supporter des courants très élevés, à condition qu'ils soient de durée assez brève (de l'ordre de 1000 à 2000 ampères pendant 10^{-6} seconde).

5,313.- Tubes.- Nous avons réalisé plusieurs dizaines de tubes, tous identiques, en forme de π (fig. 5,3). La longueur totale de la colonne lumineuse était de 30 cm ; la partie supérieure du π avait 20 cm. Ces tubes ont été remplis avec les cinq gaz rares, à des pressions variant entre 1 et 32 mm de Hg.

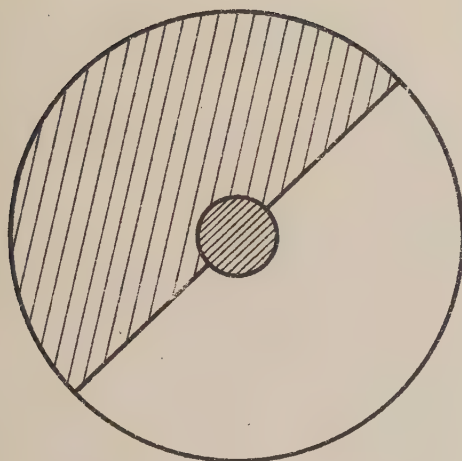
D'autres séries de tubes, en forme de U, de 17 cm de colonne lumineuse, ont été également fabriqués.

Tous ces tubes ne présentent rien de particulier, sauf ceux qui ont servi aux mesures dans l'infra-rouge. Ceux-ci sont fermés à une extrémité par un verre spécial au pentasélénure d'Arsenic (As^2Se^5), transparent de 1 à 18μ , que nous avons mis au point, au cours de cette étude, avec la collaboration de Melle G. DEWULF (11), en vue d'appliquer les lampes à éclair dans des dispositifs de signalisation par infra-rouge.

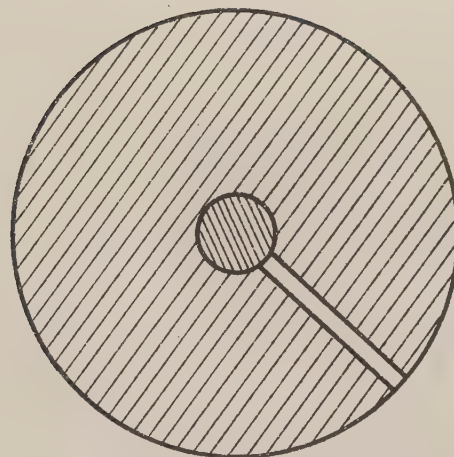
5,4.- Appareillage d'observation.

5,41.- Spectrographes.- Nous avons disposé successivement de plusieurs appareils : un spectrographe HILGER à optique de quartz, sur lequel

Fig. 5,2



modulateur normal



modulateur modifié

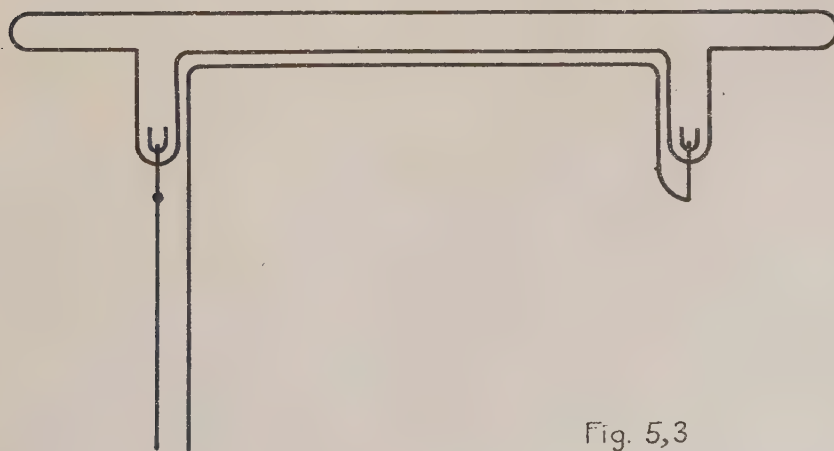


Fig. 5,3

ont été obtenus quelques clichés préliminaires ; un spectrographe ZEISS "de chimiste" à optique de verre ; un spectrographe à optique de verre, à deux prismes, construit par nous au laboratoire, sur lequel ont été photographiés la majorité des spectres effectivement utilisés pour les mesures ; enfin un spectrophotomètre PERKIN-ELMER 12 C, pour les expériences dans l'infra-rouge. Cet appareil était muni du dispositif spécial de synchronisation que nous décrivons ci-dessous (Paragr. 5,7).

5,42.- Plaques. - Nous avons utilisé des plaques de diverses origines, mais surtout des KODAK O 800, P 300 ou P 1200. Les précautions prises pour le développement sont classiques (agitation du bain, maintien de la température du bain par thermostat etc...).

5,43.- Densitomètre. - Nos mesures sur les plaques ont été exécutées à l'aide d'un microphotomètre HUET, transformé par nous en appareil enregistreur.

Nous disposons, au laboratoire, d'un ensemble constitué par un préamplificateur et un amplificateur PERKIN-ELMER, reliés à un enregistreur SPEEDOMAX. En disposant en série avec la cellule photovoltaïque, montée sur le densitomètre HUET, une résistance égale à la résistance d'entrée du préamplificateur, on obtient immédiatement un système permettant l'inscription des opacités de la plaque photographique.

Un moteur synchrone, disposé sur le rail prévu pour supporter le chariot porte-plaque, entraîne celui-ci d'un mouvement régulier par l'intermédiaire d'un fil d'acier sans fin.

5,5.- Détermination des paramètres électriques.

Nous avons vu que les variables expérimentales à notre disposition sont : la longueur l du tube, la pression W qui règne dans celui-ci, ainsi que les variables électriques de la décharge, c'est-à-dire : la tension de crête aux bornes du tube, qui permet de se faire une idée du champ maxima $1/X_{max}$ dans le tube et de calculer le rapport $\frac{X}{W}$; l'intensité du courant dans le tube ; la puissance dépensée par la colonne positive ; la durée de la décharge ; la loi de variation des données électriques au cours du temps.

5,51.- Mesure de la tension de crête.

On a disposé, au cours d'une première série d'expériences, une diode redresseuse en série avec un voltmètre électrostatique, dont on a augmenté la capacité en disposant en parallèle avec lui un condensateur de quelques dixièmes de microfarads.

Ces mesures ont montré que lorsque, pour une tension primaire donnée, on agit sur le pont déphaseur, jusqu'à ce que l'intensité émise atteigne un maximum, la tension de crête V_0 est, à quelques centièmes près, donnée par la relation :

$$(5,1) \quad V_c = V_p \rho \sqrt{2}$$

où V_p est la tension appliquée au primaire et ρ le rapport de transformation. Rappelons que, dans notre montage, ρ était égal à 30.

5,52.- Mesure du courant maximal.

On dispose une résistance de $0,2 \Omega$ environ, en série avec le tube, et on mesure à l'oscillographe, sans balayage, la tension engendrée aux bornes de cette résistance.

5,53.- Mesure de la puissance.

Pour évaluer la puissance dépensée dans la colonne, et en déduire les pertes dans le dispositif d'alimentation et les électrodes, on a plongé un tube en forme de U, en train de fonctionner, dans un calorimètre formé par un vase contenant de l'eau.

On constate que, en première approximation, l'énergie dépensée par la colonne positive est à peu près la moitié de la puissance totale fournie au système.

5,6.- Méthode d'étude dans le visible.

Elle se divise en deux parties: on sépare l'énergie transmise dans le fond continu de celle qui est transmise par les raies ; on détermine ensuite la répartition de ce fond continu ainsi isolé.

5,61.- Séparation des raies et du fond continu.

Lorsqu'on observe un enregistrement, tel qu'il est obtenu après passage au microphotomètre, on constate immédiatement qu'il se pré-

sente sous la forme d'une courbe continue, à laquelle on aurait, de place en place, superposé des pics abrupts. (fig. 5,4)

Il est facile, avec un peu d'habitude, d'interpoler les ordonnées de la courbe continue, aux points d'abscisses correspondant aux pics. Cette interpolation se fait à vue : on dessine la courbe qui représente le fond continu, en joignant les points situés à la base des pics.

5,62.- Détermination de la répartition du fond continu.

La courbe relative au fond continu une fois obtenue, nous l'avons, pour les mesures absolues, comparée à une lampe étalon de température de couleur connue (2360°K), et de répartition par conséquent bien définie dans le visible ; pour les mesures relatives, la comparaison se fait par rapport à l'un quelconque des tubes de la série.

5,7.- Méthode d'étude dans l'infra-rouge ; spectrophotométrie des rayonnements infra-rouges brefs.

Nous avons vu que, dans l'infra-rouge, on ne peut faire appel ni à la plaque photographique, ni aux cellules au sulfure (ou au tellure) de plomb. Nous avons, pour éliminer les difficultés dues aux variations de la sensibilité spectrale du récepteur, ainsi que les phénomènes ayant l'inertie pour origine, utilisé un récepteur thermique, de sensibilité constante dans tout le spectre, et de grande inertie, en opérant de façon que seul intervienne l'effet moyen des impulsions qui s'additionnent.

Les éclairs, émis par la source, se succèdent très régulièrement dans le temps, tous les cinquantièmes de seconde, avec une fluctuation de l'ordre de la microseconde, quand le dispositif est bien réglé. Nous avons tiré parti de cette propriété en synchronisant la rotation du modulateur mécanique du spectrophotomètre PERKIN-ELMER 12 C avec la période des éclairs. Mais, alors que ceux-ci se suivent à la cadence de 50 par seconde, la vitesse de rotation du modulateur n'est que de 13,3 tours par seconde. En modifiant le diamètre de la poulie portée par l'axe du moteur d'entraînement, on amène, par retouches successives, la vitesse du modulateur au voisinage de 12,5 périodes, ce que l'on contrôle aisément, par stroboscopie, à l'aide du tube même qu'on se propose d'étudier.

Le moteur d'entraînement étant asynchrone, la vitesse de rotation du modulateur n'est pas rigoureusement constante, et, par stroboscopie, on met en évidence une fluctuation qui se manifeste par un recul, ou une avance, apparente de la position de la fente dans l'espace. On dispose alors, sur l'axe du modulateur, une roue d'engrenage entraînée par une roue disposée sur l'axe d'un moteur synchrone LIP de 9 watts, tournant à 50 tours/seconde, le rapport des diamètres de ces deux roues étant de 4. Le système est alors synchronisé, le moteur d'entraînement fournissant la puissance et le moteur synchrone jouant seulement un rôle de surveillance.

Afin d'éliminer au maximum les rayonnements parasites, on remplace le modulateur du spectrophotomètre occultant la source pendant un demi-tour, par un disque, dans lequel on a pratiqué une fente radiale de 3mm de large (fig. 5.2). On amène approximativement la fente du disque à se trouver dans une situation telle que, lorsque la décharge se produit, elle se trouve devant la source et son image par le miroir condenseur, parallèle à la fente d'entrée du monochromateur. On finit le réglage à l'aide du pont déphaseur. Dans ces conditions, un éclair sur quatre passe par la fente, qui paraît immobile dans l'espace, et vient éclairer le récepteur thermoélectrique après avoir traversé le monochromateur. On élimine toutes les inductions parasites en enfermant les fils d'amenée du courant, et même le tube, dans une enveloppe métallique, dans laquelle on n'a laissé qu'une petite ouverture pour laisser passer la lumière, en mettant soigneusement au sol le blindage ainsi constitué. On prend également soin de fermer, aussi rigoureusement que possible, toutes les boucles pouvant créer de l'induction dans les circuits amplificateurs. C'est ainsi, en particulier, que le fil relié à une des extrémités du tube a été serré le long de la paroi du tube en épousant sa forme jusqu'à l'autre électrode (fig. 5.3).

On arrive, dans ces conditions, à éliminer les signaux parasites et à ne garder que le signal lumineux émis par le tube.

6 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.

6,1.- Expériences préliminaires.

Les sources de lumière, que nous étudions, présentent un certain nombre de caractéristiques bien particulières ; aussi convient-il de s'assurer, pour la détermination de la répartition spectrale, que l'emploi de la méthode de photométrie photographique est légitime.

6,11.- Les sources sont discontinues dans le temps.

Comme nous l'avons vu, ces sources émettent des éclairs très brefs (10^{-5} seconde), séparés par des intervalles de $1/50^e$ de seconde c'est-à-dire grands devant la durée propre de chaque éclair.

Il y a donc lieu de se demander si la méthode de photométrie photographique, qui a été reconnue valable pour l'étude de la répartition spectrale des sources émettant de façon continue et pour des sources intermittentes, dont les durées successives d'émission et d'excitation sont du même ordre de grandeur, reste encore valable pour nos sources.

Pour établir, en effet, que la comparaison entre la lumière émise de façon continue par un filament de tungstène incandescent et celle des éclairs instantanés de nos sources est effectivement valable, nous aurons à démontrer que les courbes de répartition des énergies spectrales des deux sources, telles qu'elles sont déduites de la méthode de photométrie photographique, coïncident ou diffèrent suivant qu'il y a ou non égalité - ou proportionnalité - des énergies émises par les deux sources pour chaque longueur d'onde dans la direction de l'appareil d'observation.

Cette vérification serait difficile à faire en une seule opération sans l'aide de dispositifs affaiblisseurs, tels que grilles étalonnées coins dégradés neutres etc..., que nous n'avons pas à notre disposition. Aussi l'avons nous réalisée en deux temps :

6,111.- Nous avons vérifié l'identité des répartitions déduites de la méthode de photométrie photographique, relatives à deux sources de répartitions identiques, dont l'une est peu intense, mais émet pendant un temps assez long t_1 , et l'autre émet de façon continue et intense pendant un temps t_2 .

Nous avons ensuite vérifié l'identité des répartitions, déduites par photométrie photographique, relatives à deux sources de répartitions identiques, dont l'une agit de façon continue pendant un temps même très bref t_2 et l'autre par éclairs de durée Δt , en nombre tel que : $t_2 = \sum \Delta t$.

De nombreux expérimentateurs avaient déjà vérifié le premier point.

Nous avons cependant repris cette vérification avec les sources et les plaques dont nous disposions.

On sait que, lorsqu'on fait varier l'éclairement L d'un point d'une plaque, sous l'influence d'une lumière de composition spectrale quelconque, agissant pendant le temps t , le noircissement reste constant lorsque la condition suivante est réalisée :

$$(6,1) \quad L.t^\eta = \text{cte} \quad (\text{Loi de Schwarzschild})$$

Le coefficient η , appelé "exposant de Schwarzschild", définit "l'écart à la loi de réciprocité" pour laquelle on a

$$(6,2) \quad L.t = \text{cte}$$

Pour vérifier le premier point, nous avons pris comme source la fente du spectrographe éclairée par une lampe à filament de tungstène. L'intensité de la source secondaire, constituée par la fente est proportionnelle à sa largeur, tant qu'elle reste suffisamment fine. Nous avons pu constater qu'une variation de la durée de pose peut être compensée par une variation de la largeur de la fente, donc de l'éclairement de la plaque, et que cette compensation est réalisée, dans le domaine étudié, sur toute l'étendue du spectre.

Cela revient à dire que l'exposant de Schwarzschild est indépendant de la longueur d'onde, ou que l'écart à la loi de réciprocité est le même pour les différents domaines spectraux.

La seconde vérification est également nécessaire, car on sait que le noircissement d'une plaque, provoqué par une lumination $L.t$ donnée reste plus faible lorsque cette lumination se fractionne en nombreux éclairs successifs.

CHALONGE et NI TSI ZÉ (2), ont vérifié que les répartitions spectrales de la lumière émise par un tube à hydrogène alimenté soit en courant continu, soit en courant alternatif 50 périodes, étaient représentées par des courbes appartenant à une même famille.

WEBB (74) a trouvé des résultats analogues pour des éclairs de 3 à 300.000 μs .

EVANS (c.f.72) a confirmé ces résultats, conformes aux théories modernes du noircissement de la plaque photographique.

Toutefois ROUX (73) d'une part, CRAGGS et HOPWOOD (71) de l'autre, ont, par des procédés assez indirects, trouvé des résultats différents.

Aussi avons nous entrepris cette vérification pour les plaques que nous avons à utiliser.

Pour être sûr que la répartition spectrale de la source intermittente est la même que celle de la source continue, le mieux est de prendre la même source et de diviser le flux en éclairs discrets par un organe indépendant. Nous remplaçons, par ce procédé, une pose de une fois t secondes par q poses de $\frac{t}{q}$ secondes, espacées par un intervalle de temps grand par rapport à $\frac{t}{q}$, qui est très petit.

Le dispositif expérimental est le suivant :

Un arc électrique, très stable, éclaire une fente F de 2,4 mm de large, placée à 80 cm du sommet S d'un miroir sphérique concave de 50 cm de rayon. On forme l'image de F , à l'aide d'un miroir, sur la fente f du spectrographe. (Fig. 6,1)

On réalise successivement les deux expériences suivantes :

- 1°) Le miroir est immobile. On éclaire la fente pendant t secondes.
- 2°) Le miroir tourne autour d'un axe vertical; la fente f est éclairée, à chaque tour du miroir, par l'image mobile de la fente F .

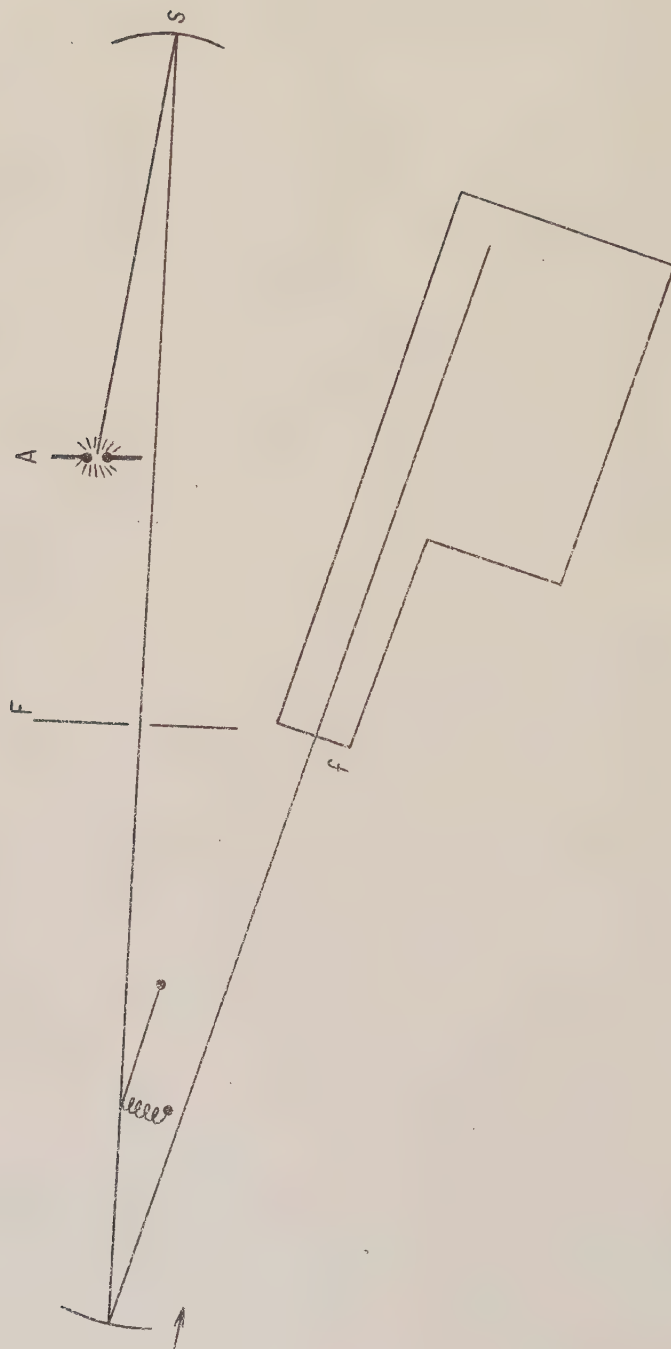


Fig. 6,1

On prend $t = 1/200^e$ de seconde environ. Cette pose est obtenue en disposant sur le trajet lumineux l'obturateur à rideau d'un appareil photographique démonté, dont le rideau se déplace normalement à la fente du spectrographe.

La durée d'éclairement de f , lorsque le miroir tourne, est donnée par le temps que met l'image de F à balayer la largeur de f , soit $1/100^e$ mm.

Le miroir faisant 50 tours par seconde, la durée de balayage est de 5 s, les éclairs se reproduisant 50 fois par seconde.

Dans ces conditions, à une "pose apparente" de 20 secondes correspond une pose réelle de 0,01 seconde.

Nous voyons que, dans un cas, nous avons une pose de 0,01 seconde et dans l'autre 0,005 seconde. Par cette différence de temps de pose nous compensons, et au delà, la diminution de sensibilité globale de la plaque pour l'éclairement fractionné. Il reste une petite différence de noircissement, que nous compensons en élargissant un peu la fente du spectrographe, lorsqu'il est illuminé par l'éclair non fractionné.

Nous avons constaté l'identité complète, aux erreurs d'expérience près, dans tout le domaine spectral étudié, des deux courbes de répartition obtenues, soit par éclairement continu, soit par éclairement intermittent.

Les deux vérifications montrent, lorsqu'on en rassemble les résultats que, dans le domaine spectral étudié et pour les plaques utilisées (Ilford "Panchromatic"; visible et proche ultra-violet), la méthode de photométrie photographique reste applicable, sans correction notable, à l'étude des sources intermittentes produisant des éclairs brefs et séparés par de longs intervalles, la source de référence étant peu brillante et continue, et les temps de pose réels, relatifs aux deux sources, très différents.

Cependant, une fois connue la répartition énergétique de la lumière émise par un tube donné, il est possible de l'utiliser comme étalon secondaire. Il est alors inutile, pour chaque nouveau type de plaques, de refaire la vérification décrite ci-dessus, et la méthode photométrique

s'applique directement sans correction, puisque toutes les sources comparées sont intermittentes, et que leurs durées et leurs rythmes de successions sont les mêmes ou, en tous cas, extrêmement voisins. Il faut en surplus noter que, pour la plupart des expériences que nous ferons, la répartition spectrale absolue de l'énergie n'a pas grand intérêt et que ce sont surtout les variations de cette énergie, lorsque varient les conditions expérimentales, qui nous importent. Dans ces conditions, un quelconque des tubes de la série pourra servir d'étalon.

6,12.- Mesure de la transparence dans l'infra rouge
du pentaséléniure d'arsenic.

Pour déterminer la répartition spectrale énergétique du rayonnement émis par le tube dans l'infra rouge, il faut connaître la transparence dans ce domaine, de la paroi que le rayonnement traverse.

Cette transparence, mesurée à l'aide d'un spectrophotomètre Perkin-Elmer 12 C, est représentée par la courbe de la fig. 6,2.

6,13.- Mesure des coefficients d'autoabsorption
du rayonnement émis par les tubes.

Pour se faire une idée des phénomènes qui se produisent entre particules élémentaires, il est nécessaire, comme nous l'avons indiqué dans notre introduction, d'examiner le spectre de "l'émission pure" de la lumière émise par le gaz.

L'épaisseur de la source, dans la direction de l'appareil d'observation, devra être suffisamment faible pour que l'absorption soit négligeable.

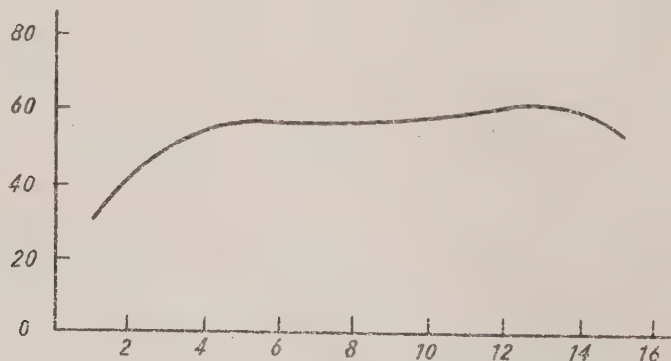


Fig. 6,2 - Transparence d'un échantillon de As_2Se_3 de 1mm Ep

6,131.- On peut, à cette fin, mesurer directement le coefficient d'autoabsorption, en observant successivement le tube, latéralement, et en bout (35), à l'aide d'un photomètre de Lummer, après avoir isolé une bande étroite du spectre à l'aide d'un filtre coloré.

On trouve alors que le coefficient d'autoabsorption est de l'ordre de $0,07 \text{ cm}^{-1}$, et peu variable avec la longueur d'onde. La répartition spectrale de la lumière, émise latéralement par un tube de diamètre intérieur égal à 10 mm, ne diffère alors pas sensiblement de celle d'un volume élémentaire.

6,132.- On peut aussi s'en assurer directement, en formant l'image d'une tranche donnée, d'un tube observé en bout, sur la fente du spectrophotomètre infra-rouge, équipé du modulateur synchronisé, qui a fait l'objet de la description du Parag. 5,7.

En déplaçant le tube (de 20 cm de long), parallèlement à son axe, on met successivement au point, sur la fente du spectrophotomètre, des tranches de plus en plus éloignées de la tranche antérieure.

On constate que le flux, reçu par le spectrophotomètre, est pratiquement constant, et, par conséquent, l'absorption peu importante pour une longueur de 20 cm. Ce résultat direct donne d'ailleurs à penser que le résultat publié de $0,07 \text{ cm}^{-1}$ est trop fort.

Nous allons maintenant passer en revue les principaux résultats que nous avons obtenus.

Après quelques indications sur l'allure qualitative des phénomènes, observables dans les tubes, pour diverses conditions d'excitation et modes de construction (6,2), nous exposerons la méthode mise en oeuvre en vue de déterminer, entre $0,38\mu$ et 11μ , la répartition spectrale de la lumière émise par un tube "éclair" contenant du xénon pur. (6,3 et 6,4).

Nous nous efforcerons ensuite de préciser comment varie, dans le visible, cette répartition, en fonction des paramètres expérimentaux déjà précédemment mentionnés : la puissance dépensée dans le tube (6,5), la pression, à puissance constante (6,6), et à courant constant (6,7), la longueur du tube (6,7) et la nature du gaz que celui-ci contient (6,8).

6,2.- Aspect général de la décharge.

6,21.- On constate, sur les clichés obtenus avec l'appareil à optique de quartz, que la lumière émise par un tube de 50 cm de longueur, contenant du xénon à la pression de 6 mm de Hg, se compose de radiations qui s'étendent depuis la région rouge du spectre visible jusqu'à l'ultra-violet lointain (2200 Å); cette limite ne semble être due qu'à la perte de sensibilité de la plaque photographique ; on ne peut observer ni lacune, ni bande, ni frontière comparable à celle qu'on observe aux limites des séries.

Sur ce fond continu se détachent des raies très fines, tout à fait semblables à celles dont on a l'habitude dans les spectres atomiques.

On ne peut mettre en évidence, ni spectre moléculaire, ni élargissement de raies, qui puisse conduire à rapprocher le spectre observé de ceux qui ont fait l'objet des travaux décrits aux Paragr. 2,31 et 2,337.

6,22.- Lorsque la puissance dépensée dans le tube croît, les raies finissent par se détacher plus nettement sur le fond continu; un phénomène analogue peut être observé dans un tube formé de trois parties de diamètres différents, soudées bout à bout ; les raies sont bien plus distinctes du fond continu dans la partie étroite du tube que dans les parties larges

6,23.- La comparaison des rayonnements obtenus par des tubes, munis d'électrodes différentes (électrodes froides au potassium, électrodes à oxydes, électrodes de fer...) montre que la répartition spectrale et l'intensité ne dépendent pas de la nature de ces électrodes. Ce résultat confirme ceux d'ANDERSON et de SMITH.

6,24.- Au contraire, l'intensité lumineuse dépend beaucoup de la nature du gaz ; elle croît régulièrement de l'hélium au xénon ; ce très important résultat sera précisé plus loin. (Paragr. 6,8)

6,25.- La comparaison d'un tube à xénon et d'un arc au charbon montre que la répartition globale de la lumière émise par le fond continu, dans le visible, est voisine de celle du corps noir aux environs de 3800°K

6,3.- Répartition spectrale de la lumière émise par un tube à xénon.

Pour préciser les résultats précédents, on a mesuré, par photométrie photographique, entre $0,38\mu$ et $0,7\mu$, la répartition du fond continu, émis par un tube au xénon de 50 cm de long et 10 mm de diamètre, contenant du gaz à la pression de 6 mm.

Les mesures faites sur ce tube, ont montré que, pour des puissances dépensées dans la colonne positive comprises entre 400 et 550 watt la répartition spectrale ne varie que de façon peu sensible dans le domaine étudié.

La courbe I (fig. 6,3) représente la répartition du corps noir entre $0,38$ et $0,7\mu$.

La courbe II représente, dans le même domaine, la répartition spectrale du tube à xénon.

La courbe III est relative à la répartition énergétique d'une source conforme à la théorie de FINKELNBURG.

6,4.- Répartition dans l'infra-rouge.

On constate également que, en première approximation, la répartition spectrale varie peu avec la puissance dépensée dans la colonne positive, lorsque cette puissance est comprise entre 300 et 500 watts.

La courbe II de la fig. 6,4 représente la répartition spectrale du rayonnement émis dans l'infra-rouge par le tube à xénon entre $0,8\mu$ et 4μ . On constate que, si l'on porte en abscisses les longueurs d'onde, la courbe passe par un maximum au voisinage de 1μ puis redescend très rapidement pour s'annuler vers 4μ . L'énergie reste très faible jusqu'au voisinage de 9μ , puis s'élève à nouveau, passe par un maximum vers 10μ et s'annule à nouveau vers $11,5\mu$. Nous avons vérifié, en agissant sur le pont déphaseur, de façon à avancer de quelques microsecondes l'instant de la décharge, que l'origine de cette émission n'était pas due à un échauffement du tube. L'énergie reçue par le thermocouple du spectrophotomètre s'annule immédiatement, ce qui ne serait pas le cas si l'émission infra-rouge était d'origine thermique, en raison de la lenteur avec laquelle se fait le refroidissement des parties solides du tube susceptibles d'émettre dans l'infra-rouge.

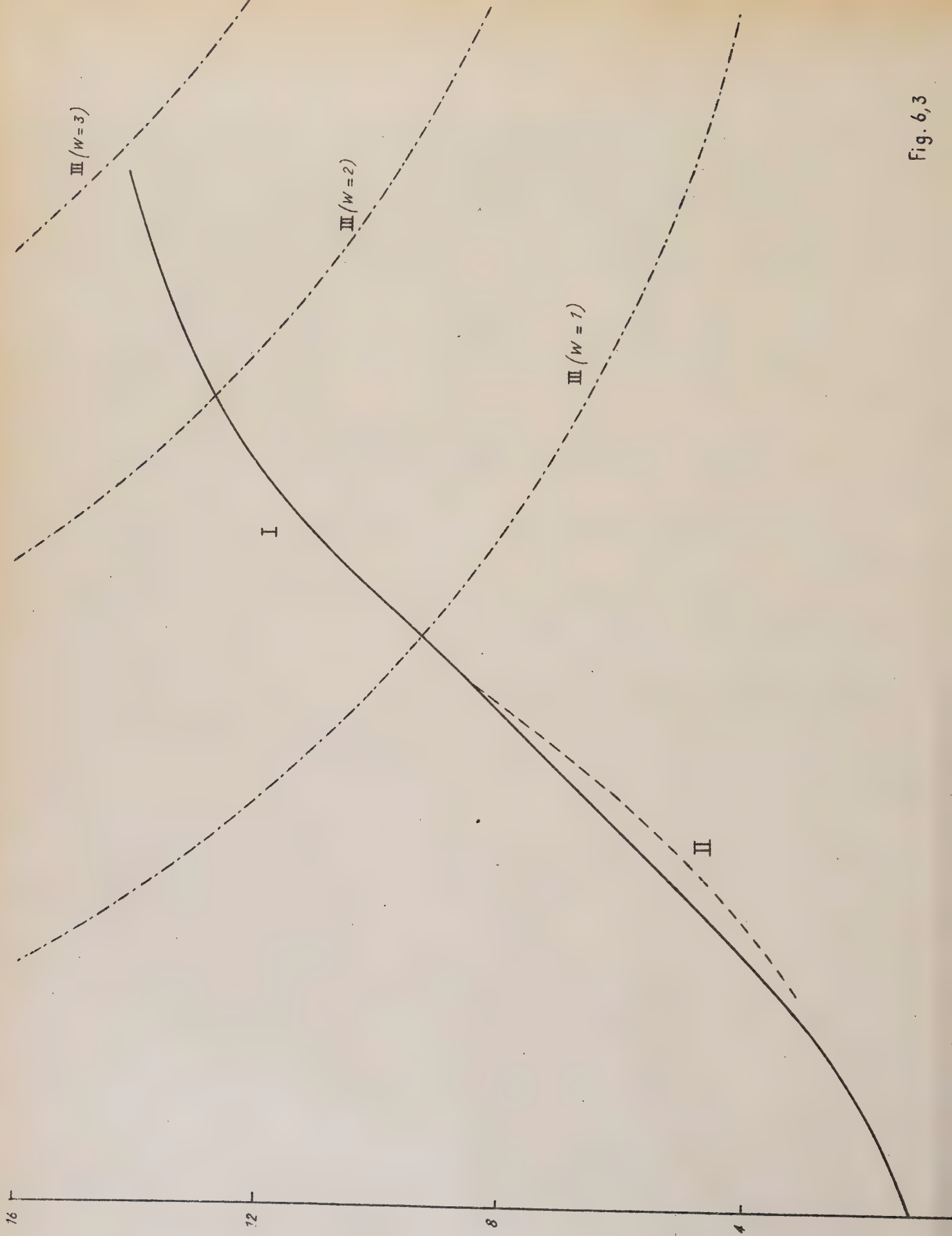
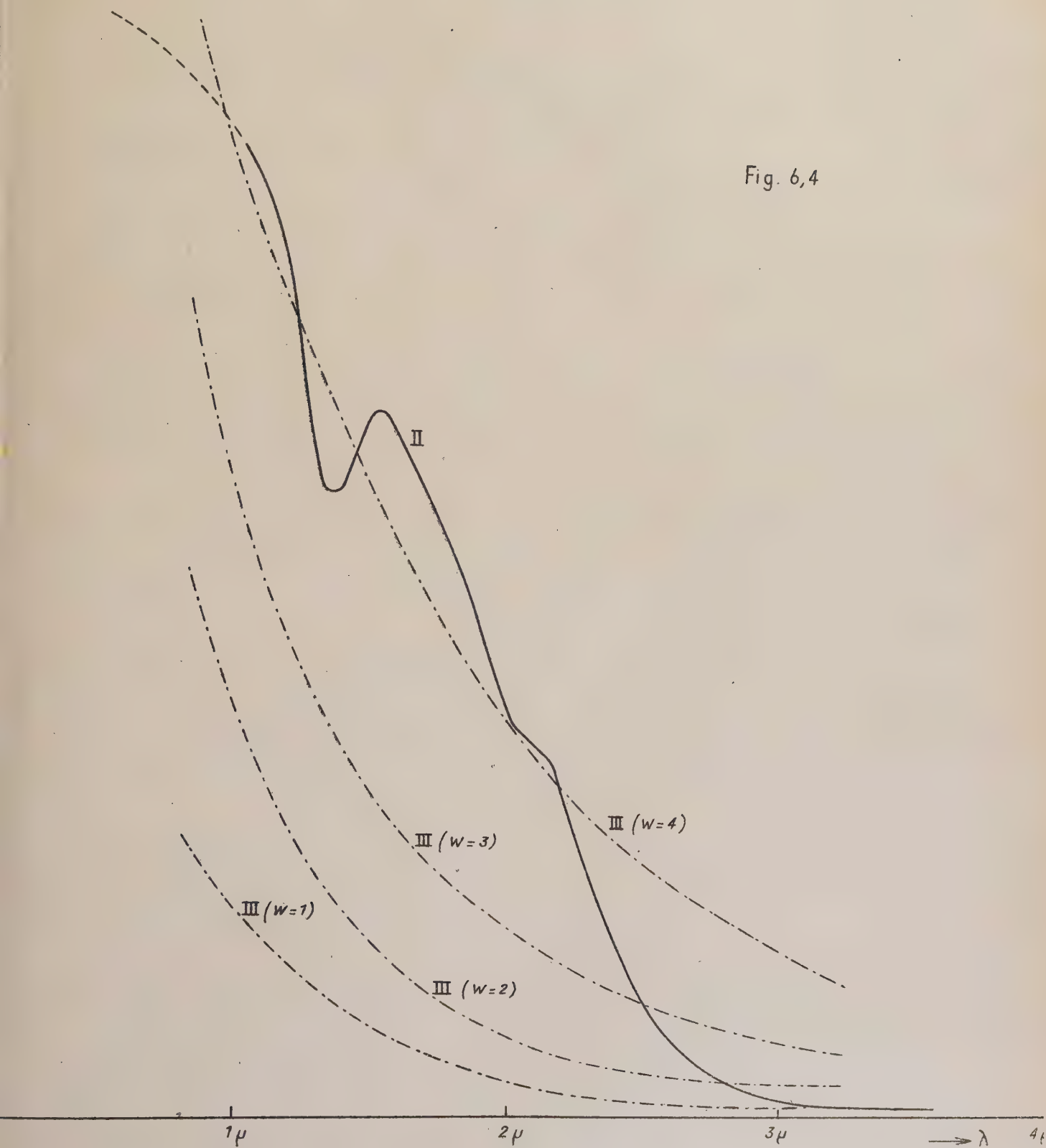


Fig. 6,3

[unités arbitraires]

Fig. 6,4



La courbe III de la figure représente la courbe de répartition déduite de la théorie de FINKELNBURG.

6,5.- Variation de la puissance émise dans le visible
en fonction de la puissance dépensée dans le tube.

Nous donnons ci-dessous un certain nombre de courbes relatives à divers tubes, contenant de l'argon, du krypton, ou du xénon.

On constate que si, dans l'ensemble, la puissance lumineuse émise dans le fond continu croît avec la puissance électrique dépensée dans l'installation, il s'en faut de beaucoup que cette croissance soit régulière.

D'abord rapide, elle se ralentit puis devient plus rapide à nouveau pour les tensions les plus élevées que nous avons étudiées (tension de crête de l'ordre de 6.000 volts pour un tube de 30 cm de long, c'est-à-dire un champ de crête maximal de 200 volt/cm).

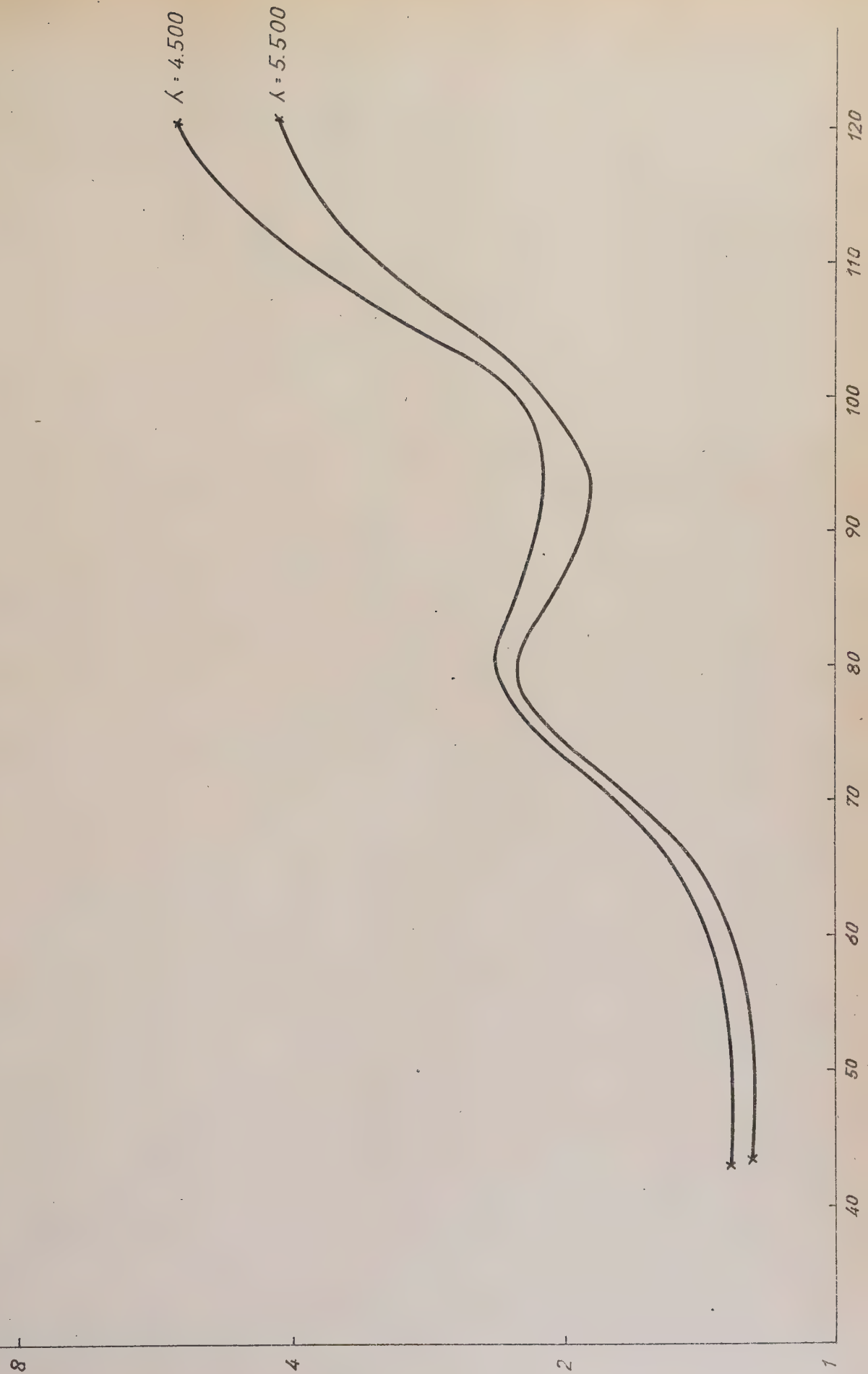
La puissance dépensée dans ces conditions atteint 900 watts, ce qui est considérable, et ne peut être supporté par le tube que pendant un temps assez court ; nous n'avons jamais poussé le tube à ces puissances pendant plus de trente secondes environ.

Les phénomènes observés (ralentissement puis accélération de la croissance de la puissance émise) sont particulièrement visibles sur l'argon. On voit que, pour ce gaz, il arrive même que la puissance dépensée dans le tube croisse, et que la puissance émise dans le fond continu décroisse, avant de croître à nouveau. (fig. 6,5)

On met en évidence, de façon très nette, les changements de répartition spectrale, quand on passe d'un gaz à l'autre, en déterminant la répartition pour un gaz, lorsqu'on prend le spectre de l'autre comme référence.

Nous donnons ci-dessous les courbes relatives à un tube d'argon. le gaz de référence étant du krypton. On porte donc en ordonnées, des pouvoirs émissifs de l'argon et du krypton pour la longueur d'onde considéré

Nous avons tracé, entre 4000 et 6000 Å, la courbe de ce rapport pour diverses valeurs de la puissance dépensée dans un tube contenant de l'argon à la pression de 4 mm.



JKr.

Tube Krypton : 4 mm
 $\lambda = 5.200 \text{ \AA}$

fig. 6-6

Tensions au Taire du transformateur et
 [Tensions de crête aux bornes du Tube]

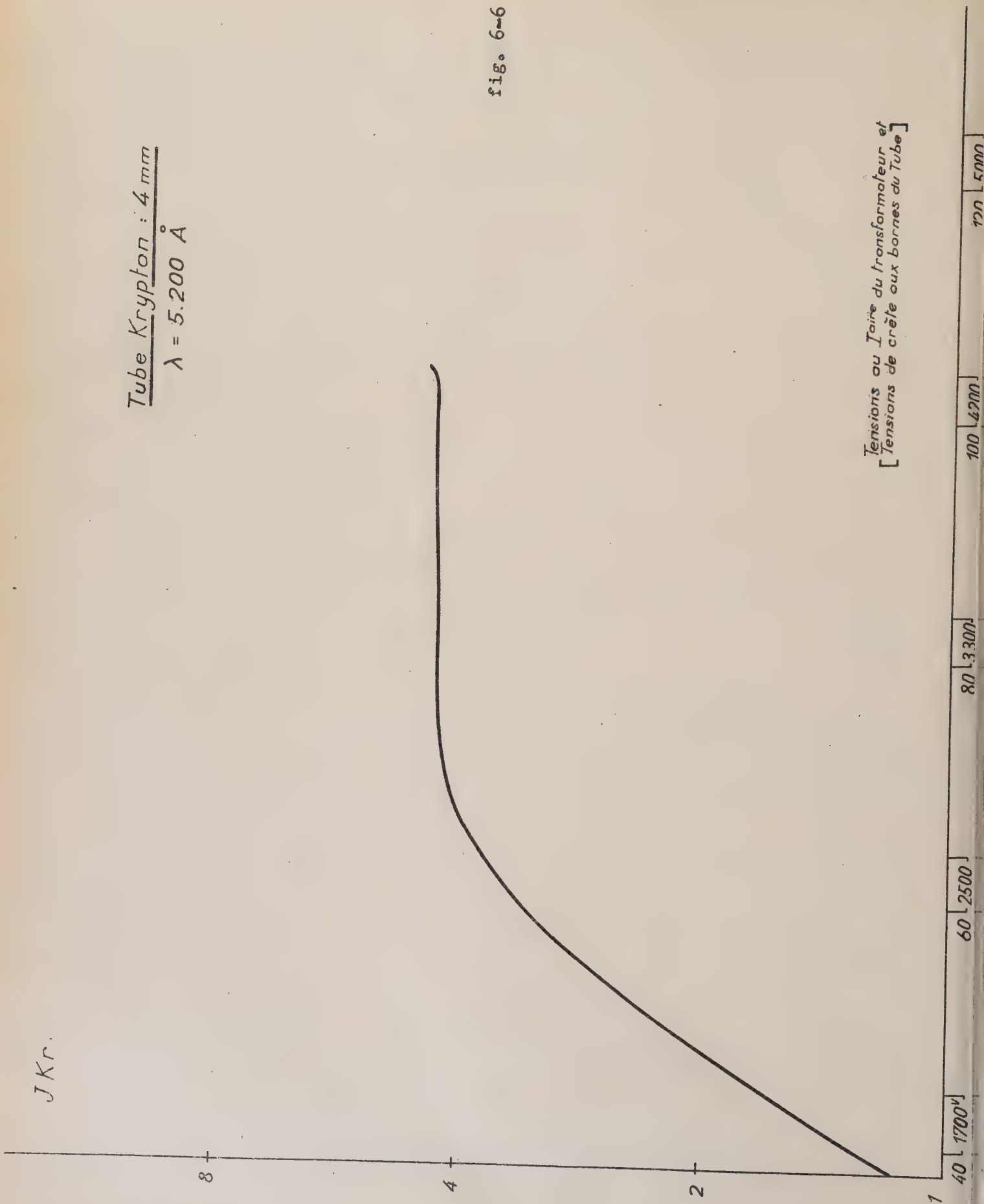
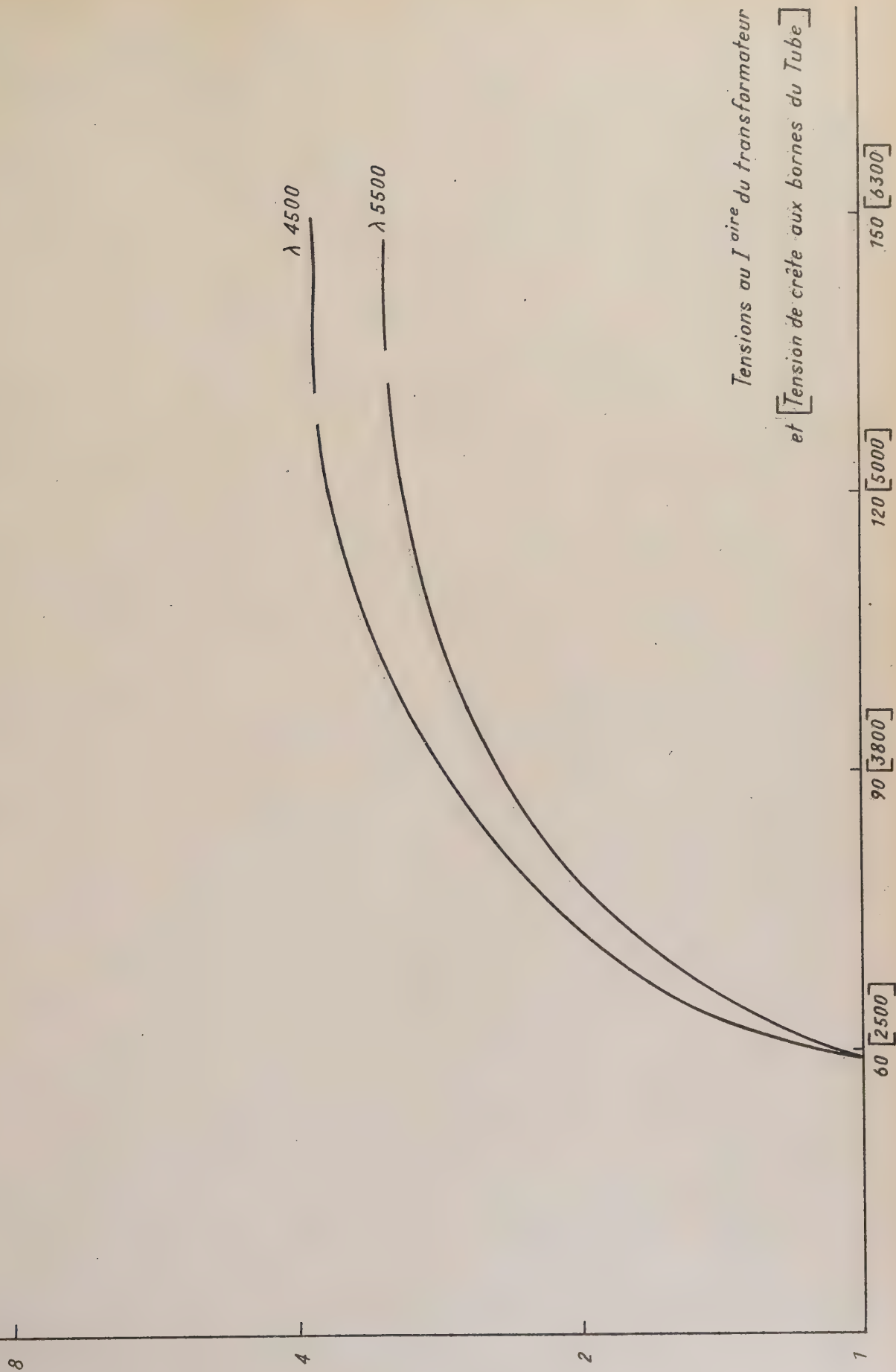


Fig. 6-7

Tube Xénon 2 m/m

Réf.: Kr 2

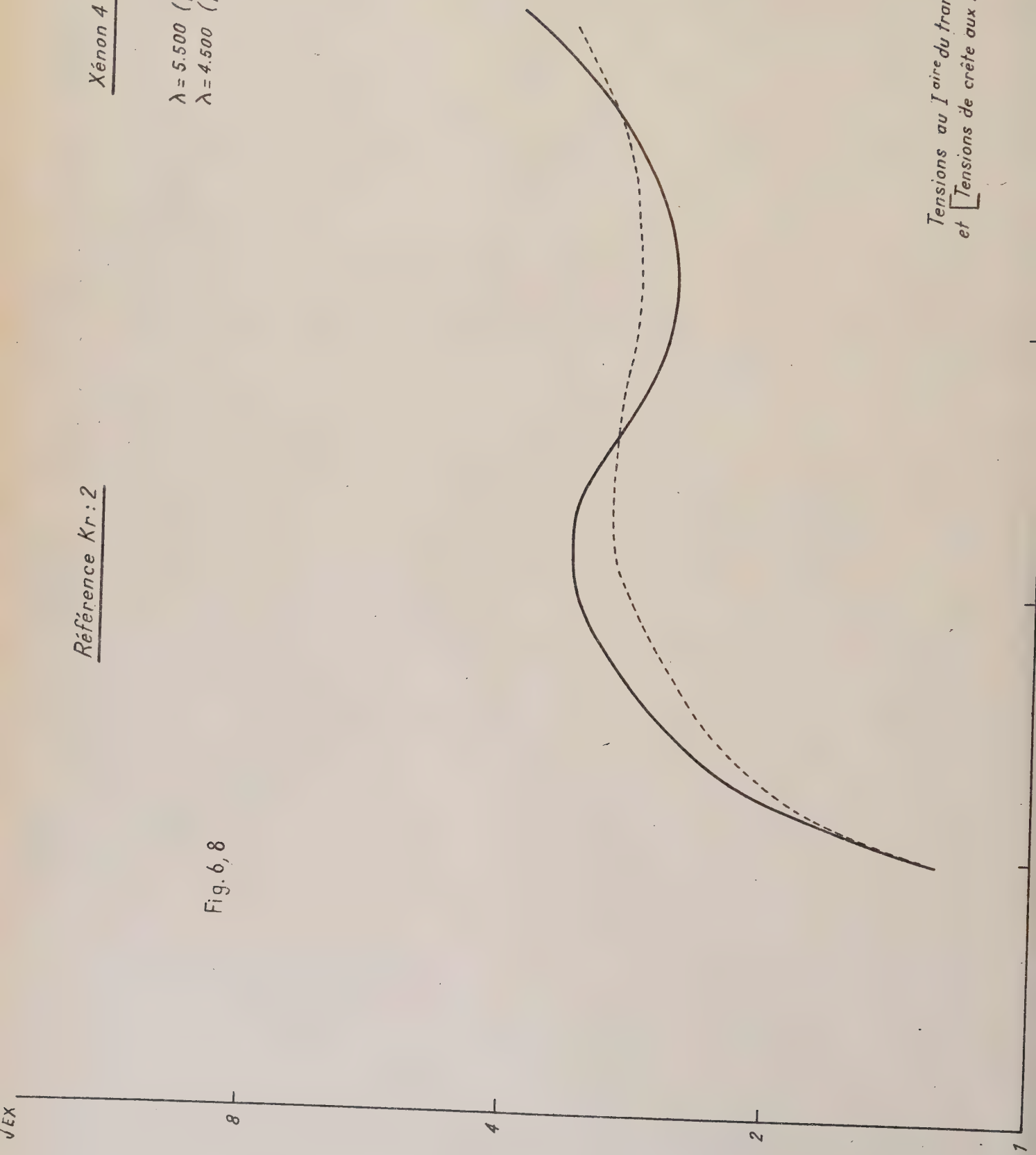


Référence Kr:2

Xénon 4 m/m

$\lambda = 5.500$ (pointillé)
 $\lambda = 4.500$ (plein)

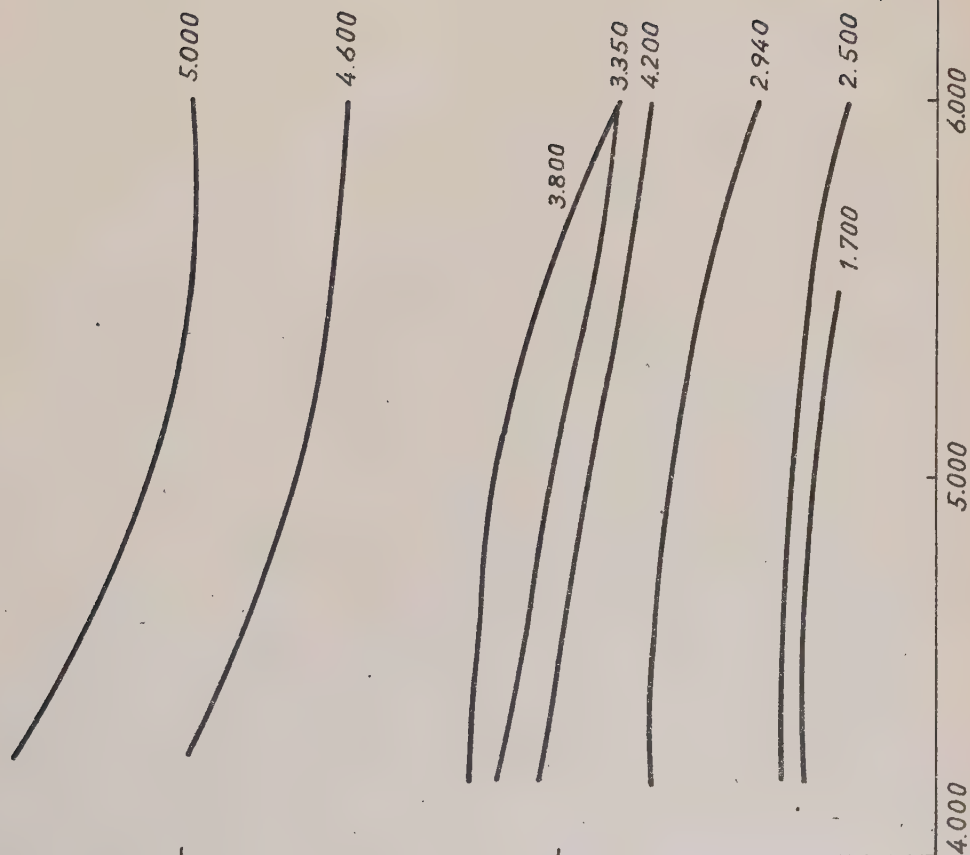
Fig. 6, 8



Tensions au I_{aire} du transformateur
et [Tensions de crête aux bornes du tube]

5

les valeurs indiquées sur chaque courbe sont les tensions au II^oire du transformateur d'alimentation



L'intensité relative de l'argon, par rapport au krypton, varie peu, mais cependant nettement, lorsque la longueur d'onde varie, et l'on a, approximativement :

$$(6,3) \quad \frac{\left(\frac{J_{Ar}}{J_{Kr}} \right)_{4000}}{\left(\frac{J_{Ar}}{J_{Kr}} \right)_{6000}} = 1,25 \quad (\text{fig. 6,9})$$

Autrement dit, dans les conditions de nos expériences, le rayonnement du tube d'argon à 4 mm de pression contient relativement plus de bleu que celui du krypton à 2 mm de pression.

Lorsqu'on fait varier les conditions expérimentales, on observe, dans ces répartitions spectrales, des modifications à première vue très complexes.

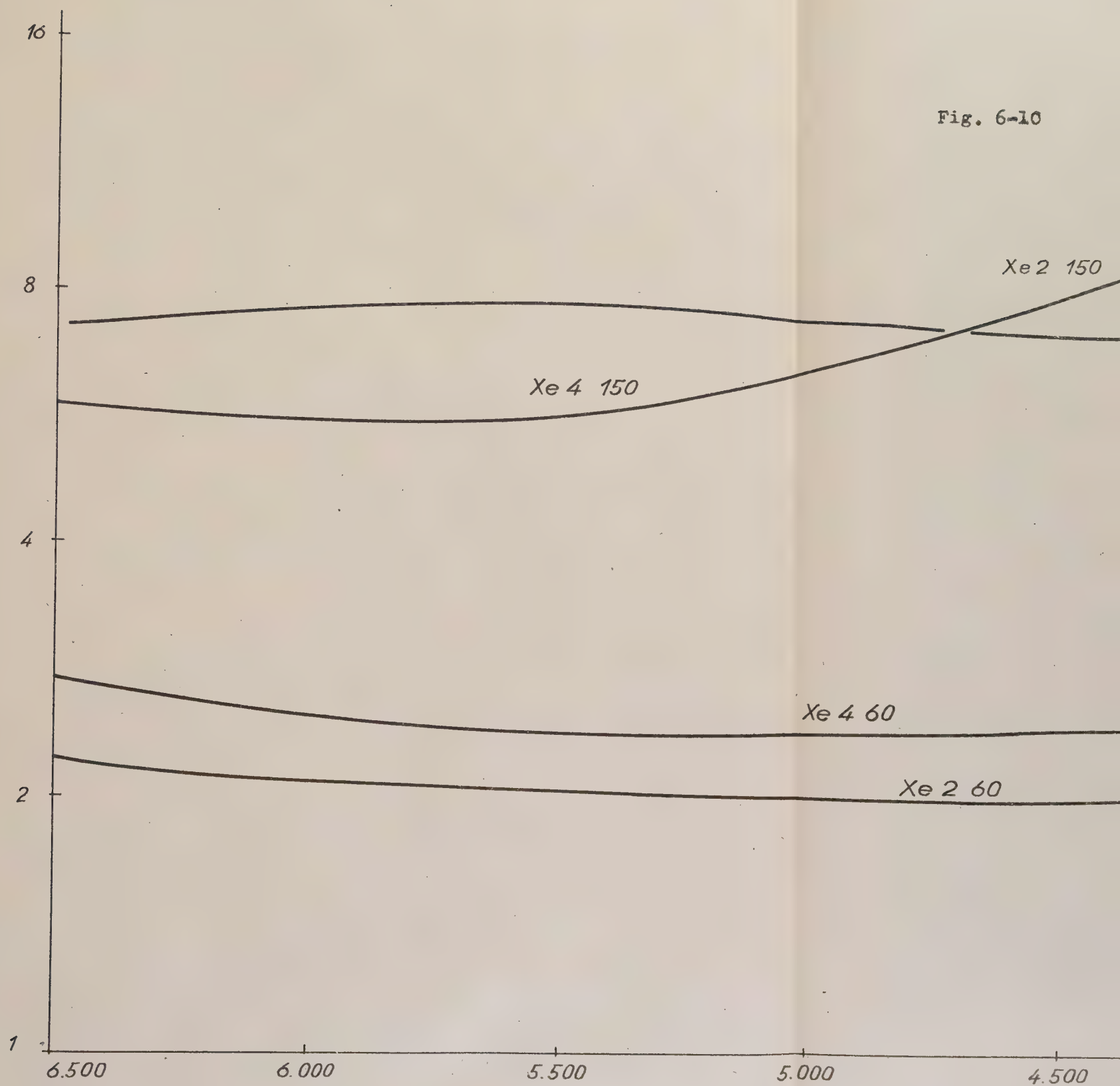
Soit par exemple un tube à xénon à 2 mm de pression, alimenté à tension maximale relativement basse (2500 volts, soit un champ maximal de 80 à 90 volts/cm). La lumière émise contient relativement plus de rouge que celle du tube à krypton servant de référence.

Lorsque la tension croît, la répartition spectrale se modifie; le même tube (Xe, 2 mm), alimenté sous tension plus élevée (5800 volts en crête, soit 200 V/cm environ), émet, au contraire, relativement beaucoup plus de bleu (fig. 6,10) que le tube de référence.

Dans le domaine expérimental assez restreint que nous avons exploré, le phénomène paraît à peu près général ; la répartition spectrale se modifie dans le sens d'une diminution du rapport rouge/bleu, lorsque la tension d'alimentation augmente, ou lorsque la pression diminue, ou lorsqu'on remplace le xénon par le krypton, puis l'argon.

Ce résultat, assez conforme à ce que l'on peut imaginer a priori confirme les conclusions de LEGROS : toutefois les phénomènes que nous avons pu mettre en évidence sont plus complexes, et il commence à se produire des exceptions à la règle précédente, lorsque la tension d'alimentation devient plus élevée (> 5000 volts en crête). Le tube à xénon de 4 mm alimenté sous 6000 volts émet relativement plus de rayonnement bleu que le tube à krypton à 4 mm de pression, sous la même tension (6,11).

Fig. 6-10



Ces anomalies se produisent, en général, en même temps que celles qu'il est possible d'observer dans la courbe des intensités émises en fonction de la puissance dépensée à pression constante, ou en fonction de la pression à puissance dépensée constante.

6,6.- Variations de la puissance émise en fonction de la pression, à puissance dépensée constante.

Nous donnons ici, à titre d'exemple, quelques courbes représentant la variation de la puissance émise pour diverses longueurs d'onde par différents gaz, à puissance d'alimentation constante, lorsque la pression varie (courbes 6-12 à 6-16).

La tendance à l'augmentation de la puissance émise avec la pression se confirme pour des valeurs pas trop élevées de la tension aux bornes du tube ($V \approx 3000$ volts), avec cependant des irrégularités dans le détail de la courbe.

Au contraire, lorsque la tension aux bornes devient plus élevée (V de l'ordre de 5000 volts), on constate que, pour certains domaines de variation de la pression, il arrive que la puissance diminue lorsque la pression augmente. Si la pression continue à augmenter, la puissance émise croît à nouveau.

La tendance générale n'est cependant pas douteuse, et, dans l'ensemble, nos résultats confirment, en les étendant, ceux de LEGROS ; mais ici encore les phénomènes sont, dans le détail, plus complexes que ceux qu'il avait observés dans le domaine des pressions élevées et des tensions relativement basses.

6,7.- Variation de la puissance émise à courant constant, lorsque la pression varie.

Lorsque l'on mesure, à l'oscillographe cathodique, le courant de crête qui traverse les tubes, on constate une légère diminution, de l'ordre de 15 %, des valeurs atteintes, lorsque la pression varie de 1 à 10 mm. La résistance apparente des tubes croît, à tension constante, avec la pression du gaz. Il est donc intéressant de compléter les précédentes expériences par quelques essais à courant constant et à pression

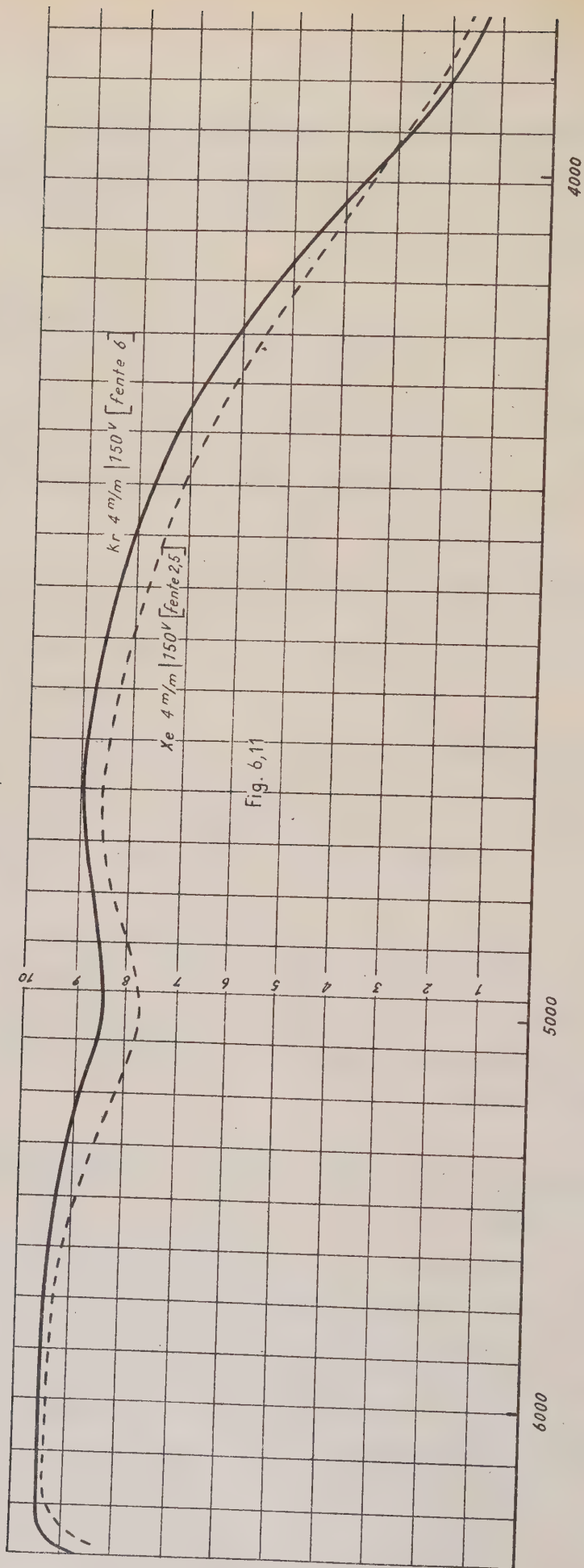
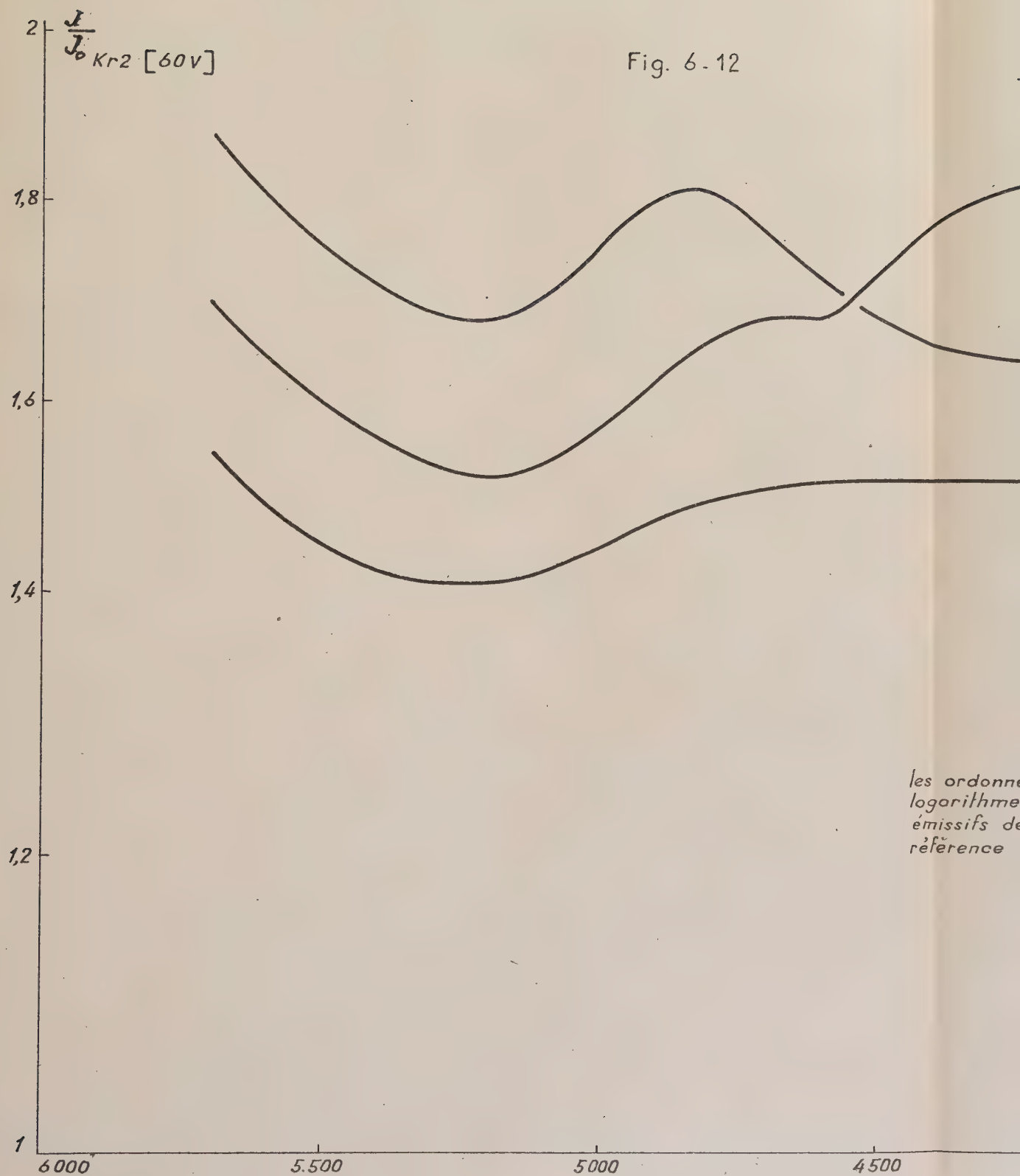
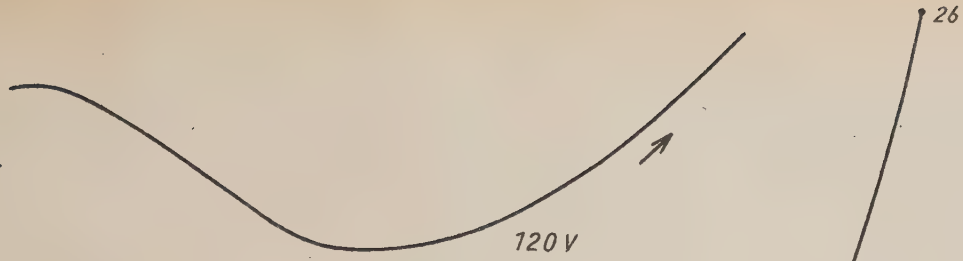


Fig. 6-12





ARGON

en fonction de la pression
pour I_{aire}^{80} et I_{aire}^{120}
 II^{3300} et II^{5000}

Fig. 6,13

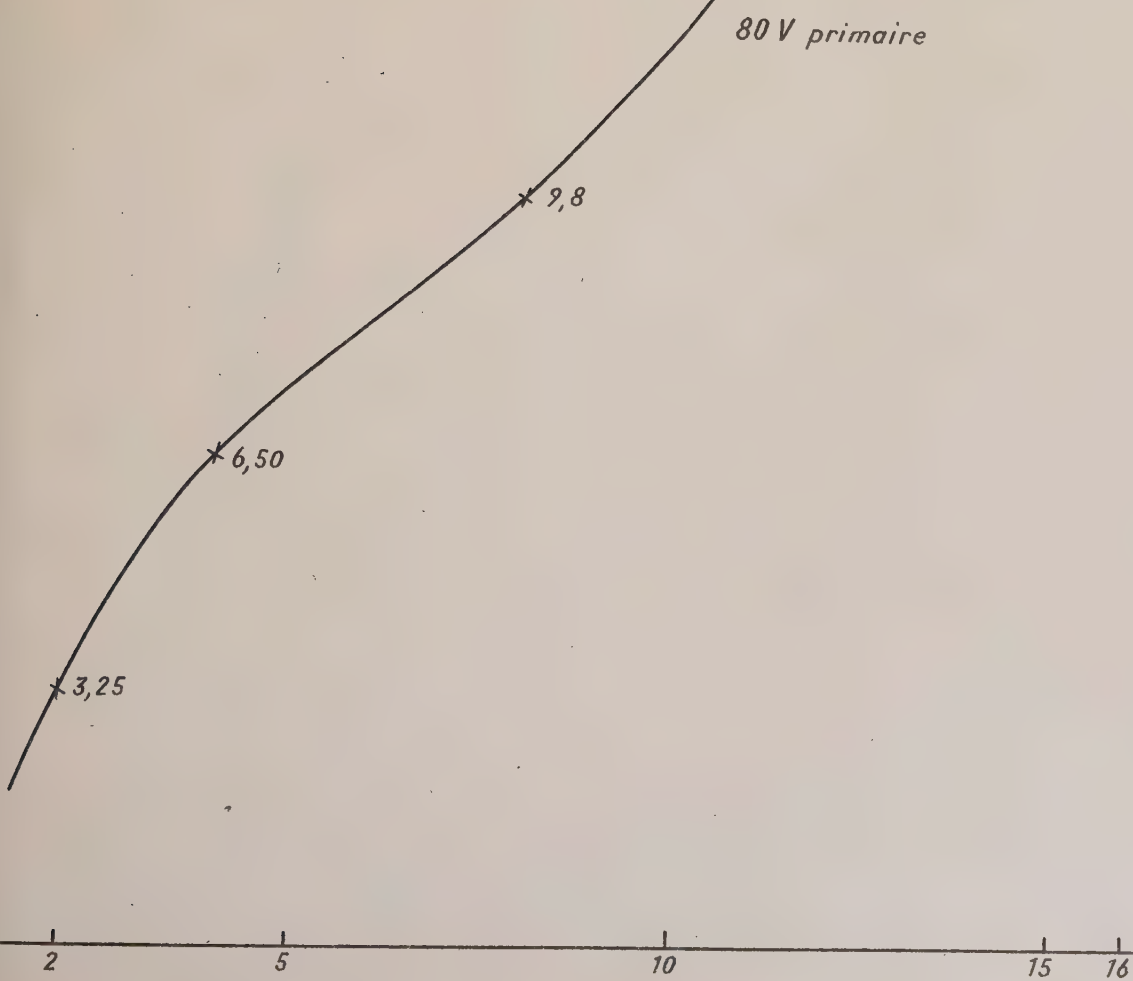
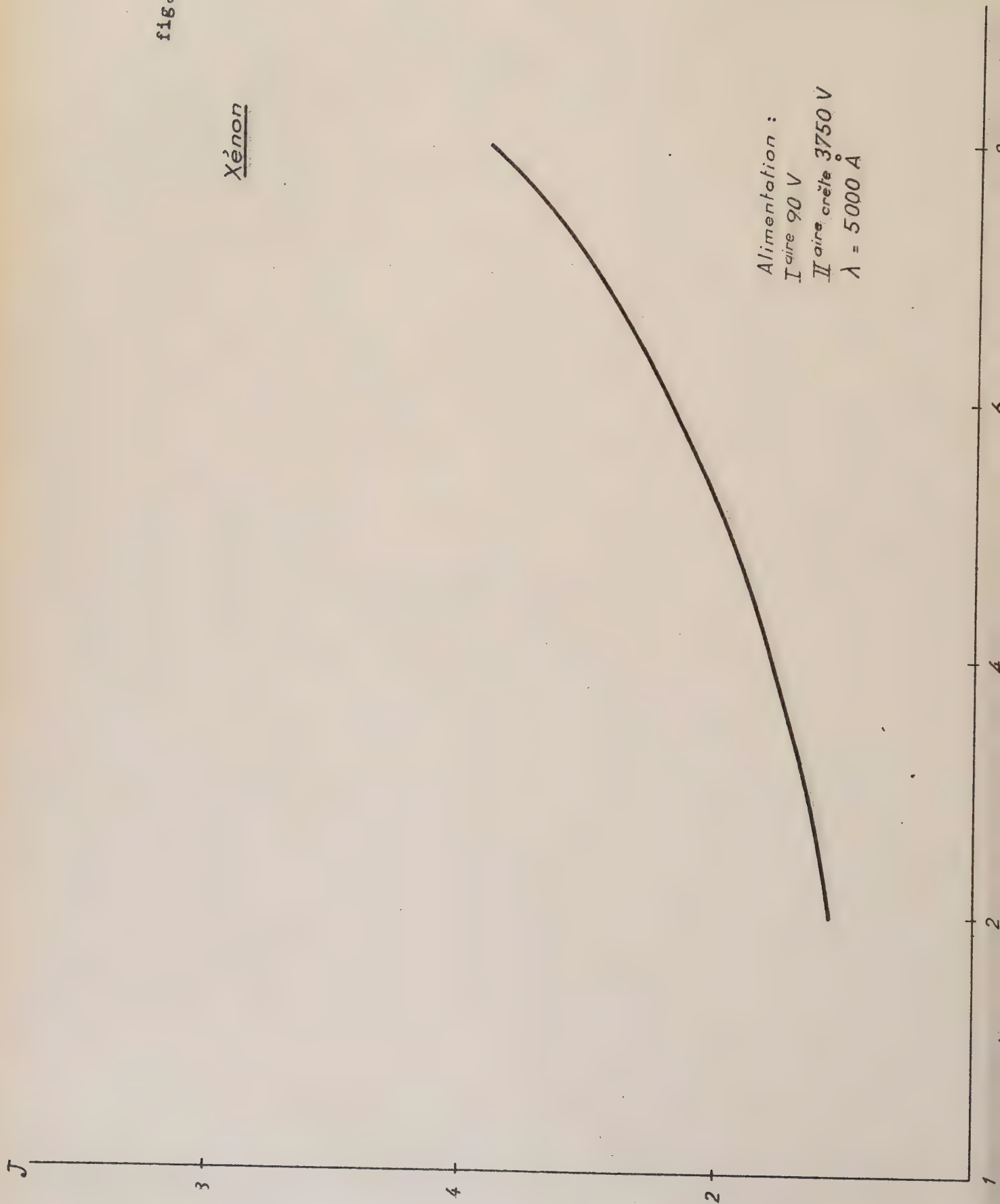


fig. 6-15

Xénon

Alimentation :
 $I_{\text{aire}} 90 \text{ V}$
 $II_{\text{aire}} \text{ crête } 3750 \text{ V}$
 $\lambda = 5000 \text{ \AA}$



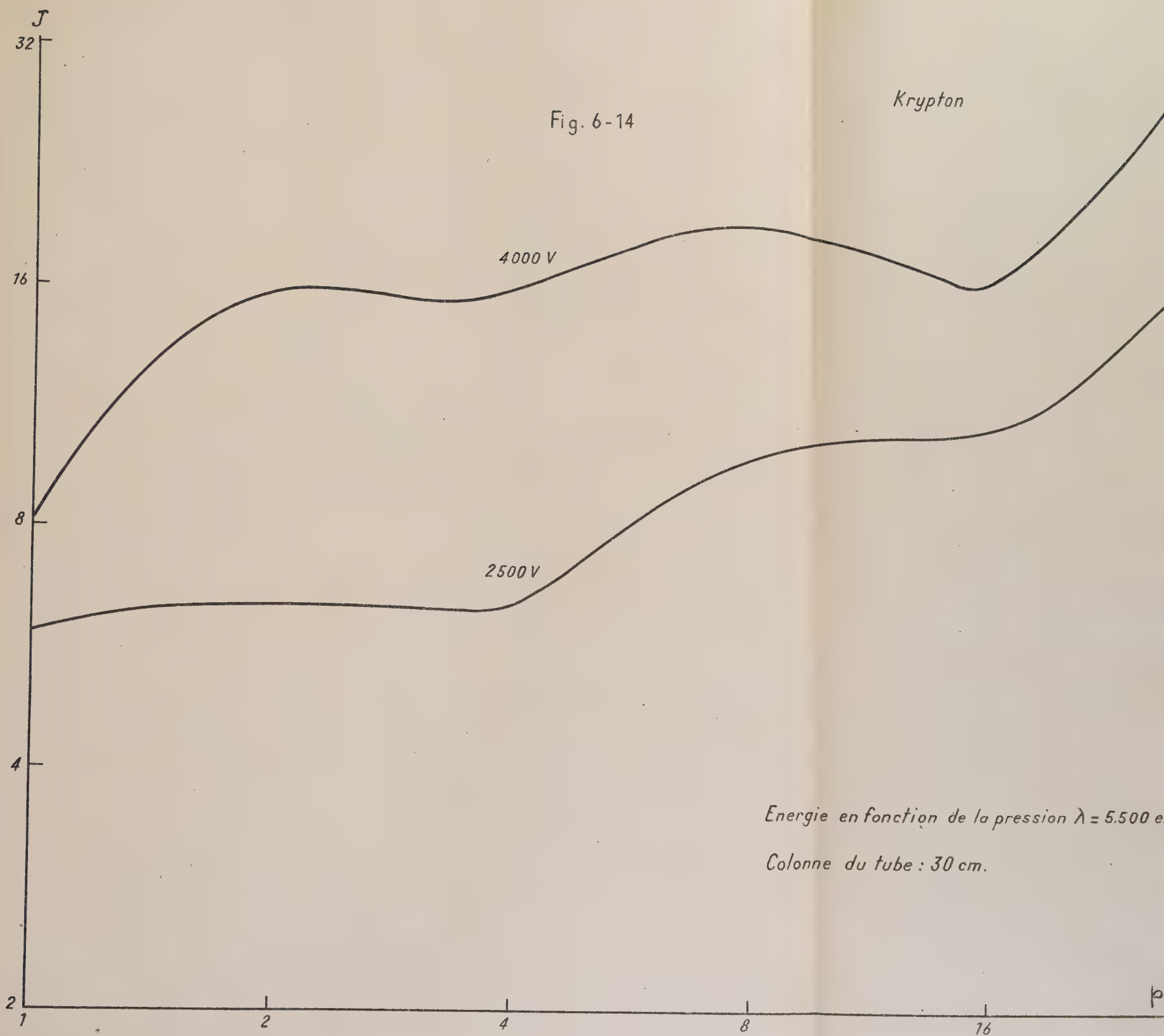


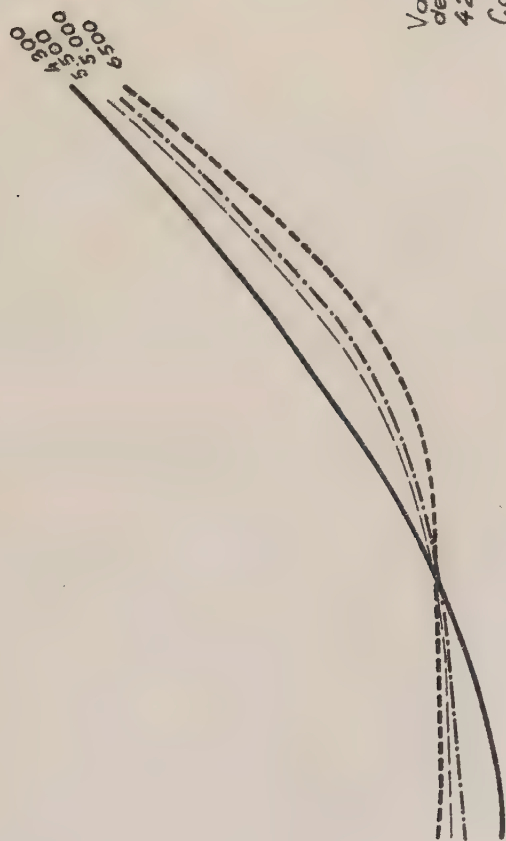
Fig. 6.16

unités
arbitraires

Kr

I aine 100 V

II aine crête 4.200 V



Variation du pouvoir réfractif en fonction
de la pression de tubes
4200 V en crête
Colonne du tube 20r [Champ 210 V/cm]

mm Hg

variable, qui sont faciles à réaliser en disposant en série des tubes remplis du même gaz à des pressions différentes.

Les essais, réalisés avec quatre tubes contenant du xénon à la pression de 1, 2, 4 et 10 mm, ont donné les résultats suivants, lorsque la tension de crête aux bornes de l'ensemble des deux tubes était de 5000 volts :

1°) L'intensité émise dans le fond continu croît avec la pression du gaz. Lorsque la pression varie de 1 à 10, le flux émis varie de 1 à 7 environ (courbe fig. 6,17).

2°) Cette croissance n'est pas linéaire ; rapide au début, elle se ralentit ensuite.

3°) La puissance, émise par le fond continu d'un tube donné, ne se modifie que lentement lorsqu'on change le tube avec lequel il est associé. Quand, par exemple, on met successivement en série avec le tube à 4 mm de pression, d'abord le tube à 1 mm, puis le tube à 10 mm, on constate que l'intensité, émise par le tube à 4 mm, est seulement divisée par 1,4 environ, alors que le courant de crête a été divisé par 1,15 environ.

6,8.- Variation de la puissance émise par le fond continu, en fonction de la nature du gaz.

Nous avons alimenté dans des conditions analogues des tubes contenant de l'hélium, du néon, de l'argon, du krypton et du xénon.

Dans une première série d'essais les tubes ont été disposés séparément sur le montage.

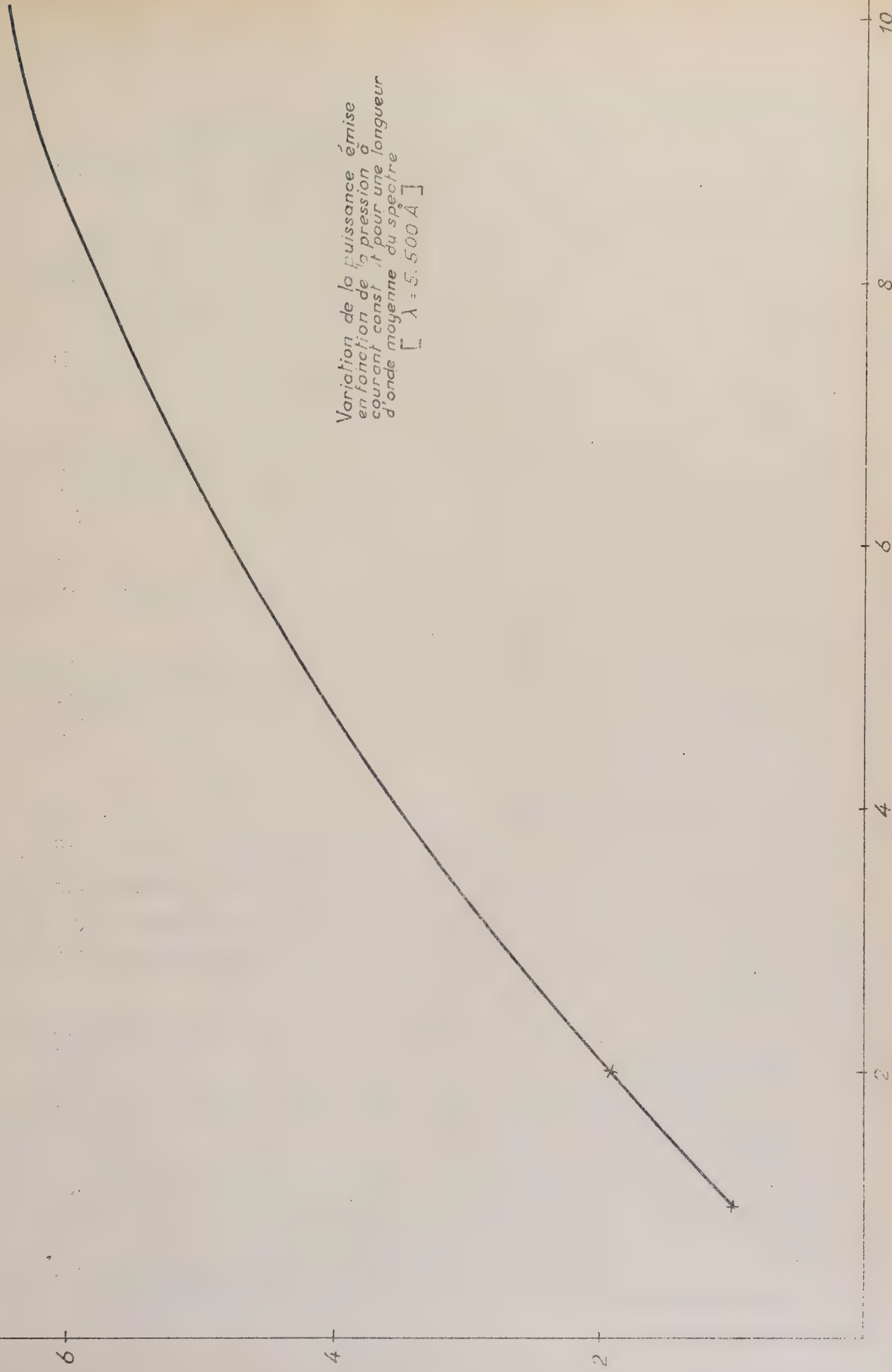
Dans une deuxième série d'essais, les tubes ont été mis deux par deux, puis trois par trois, en cascade .

Malgré les différences des conditions expérimentales des deux groupes d'essais, les résultats obtenus sont, dans leurs grandes lignes, très comparables.

Lorsqu'on alimente des tubes sous la même tension, on trouve que les énergies émises par le fond continu, quand on passe de l'hélium au xénon, croissent à peu près comme les nombres suivants :

Xénon

Variation de la puissance émise
en fonction de la pression $\bar{p}$
courant const. et pour une longueur
d'onde moyenne du spectre
[$\lambda = 5.500 \text{ \AA}$]



1, 2 à 3, 20 à 25, 35 à 50, 80 à 150,

variation très considérable, bien supérieure à celle des nombres atomiques qui croissent comme 1, 5, 9, 18, 27.

On peut, en passant, remarquer que ces expériences confirment un résultat, connu empiriquement depuis longtemps, sur l'avantage des lampes à krypton et xénon pour la photographie instantanée.

D'autre part, et comme nous l'avons déjà signalé, les répartitions spectrales sont sensiblement différentes.

En première approximation, et malgré de nombreuses irrégularités nous retrouvons le résultat que nous avons déjà signalé : le rapport des énergies rouge/bleu décroît, lorsqu'on passe du xénon au krypton, à l'argon et au néon.

Il n'en est pas de même de l'hélium, qui semble avoir un comportement nettement différent des autres gaz rares.

Les courbes de la figure 6,18 représentent, par rapport au krypton, la répartition spectrale des tubes contenant de l'argon, du néon, et de l'hélium à basse pression.

6,9.- Résumé des mesures :

En résumé, nos mesures ont mis en évidence les points suivants:

6,91.- La répartition spectrale d'un tube à xénon, exprimée en fonction de la longueur d'onde, voisine dans le visible de celle du corps noir à 3800°, passe par un maximum vers 1μ et redescend très rapidement pour s'annuler vers 4μ , puis remonte entre 9 et 11μ .

6,92.- La répartition dépend des conditions d'excitation et de la nature du gaz.

6,93.- Le flux émis croît, mais d'une façon non régulière, avec la pression.

6,94.- Il croît, de façon également non régulière, avec la puissance dépensée dans la colonne.

6,95.- Il croît très rapidement lorsque l'on remplace l'hélium, par successivement, le néon, l'argon, le krypton et le xénon.

7 - DISCUSSION DES THEORIES.

Afin de déterminer le mécanisme qu'il est raisonnable d'invoquer pour expliquer les caractéristiques des spectres observés, nous passerons maintenant en revue les hypothèses avancées par les différents auteurs, telles que nous les avons exposées au chapitre 4.

Nous envisagerons successivement les explications faisant intervenir le spectre continu du corps noir ou de substances incandescentes (7,1), les spectres de recombinaison (7,2), le freinage des électrons dans le champ d'atomes ionisés, suivant les idées de FINKELNBURG (7,3).

Nous développerons les conséquences de cette manière de voir et nous montrerons qu'elle conduit à des conclusions qui ne s'accordent pas avec nos observations.

Nous n'insisterons pas sur les conceptions d'UNSÖLD (7,4) qui ne s'appliquent pas au problème qui nous intéresse. Au contraire nous nous étendrons en détail sur les conclusions qui découlent des hypothèses de TOWNSEND (7,5), lorsqu'on les précise à l'aide de résultats de calculs dus à NEDELSKY (7,51). Nous comparerons ces conclusions avec celles de nos expériences, tant en ce qui concerne les variations du pouvoir émissif des tubes en fonction de la pression, de la tension appliquée et de la longueur de ces tubes (7,52), que de la longueur d'onde (7,53), et de la nature du gaz traversé par la décharge. (7,54). Nous rassemblerons toutes ces données (7,55), et nous montrerons qu'elles rendent assez bien compte des faits expérimentaux (7,56), malgré des insuffisances encore certaines (7,57).

Pour terminer la discussion, nous remarquerons que les hypothèses, introduites pour élaborer la théorie, cadrent bien avec les idées actuellement acceptées en physique des gaz. (7,58).

Nous indiquons ensuite quelques applications possibles des résultats ainsi acquis. (7,6)

7,1.- Analogie avec le spectre du corps noir. (cf. 2,1 - 2,2 et 4,1).

Nous écarterons d'emblée toutes les hypothèses fondées sur l'assimilation entre la source étudiée et un corps noir à une certaine température.

En effet, notre source n'est pas un corps noir et ne lui ressemble en rien. Aucune des conditions nécessaires à la réalisation du corps noir : absorption totale des radiations, équilibre thermodynamique, indépendance de l'émission et de la nature du corps émetteur, n'est ici remplie. Ces conditions, au surplus, sont d'autant moins satisfaites que nous cherchons, autant que possible, à nous en affranchir pour déterminer les caractéristiques de l'émission pure de notre source.

7,2.- Spectres de recombinaison. (cf. 2,332 et 4,2)

En ce qui concerne les spectres atomiques, nous ne pouvons que répéter les objections de FINKELNBURG, UNSÖLD et TOWNSEND : le spectre observé ne ressemble pas à un spectre de recombinaison ; on ne peut y distinguer, même qualitativement, aucune discontinuité d'absorption. Il en est de même pour les spectres récemment publiés, de la lumière des tubes à décharge utilisés pour les instantanés photographiques.

7,3.- Freinage des électrons dans le champ des ions -
Hypothèse de FINKELNBURG. (cf. 4,22)

Le spectre n'a pas non plus les caractères de celui que prévoit la théorie de FINKELNBURG. Considérons en effet les figures 6,3 et 6,4, où sont représentées, en portant en abscisses les longueurs d'onde, les courbes II et III qui concernent, respectivement, l'émission pure d'un tube à xénon, et l'émission d'une source dont la répartition est indépendante de la fréquence :

Les courbes II et III ne coïncident absolument pas.

Le mécanisme invoqué par FINKELNBURG ne peut donc expliquer les faits observés.

De plus, cette théorie ne permet pas d'interpréter les différences entre les répartitions spectrales relatives à deux gaz différents,

le xénon et l'hélium, par exemple. Les mesures des coefficients d'auto-absorption montrent, en effet, que l'on est bien en présence de l'émission pure des deux gaz ; elles devraient être identiques d'après la théorie, puisque celle-ci ne fait pas intervenir la nature du gaz.

Quel que soit celui-ci, la répartition spectrale devrait être celle qui correspond à la répartition indépendante de la fréquence.

Seule l'intensité globale, et par conséquent l'intensité émise dans chaque intervalle de fréquence devrait varier, en raison des variations des quantités A , s et v .

Ce résultat n'est pas conforme à nos observations, pas plus qu'à celles de CARLSON et PRITCHARD, à celles de LARCHÉ, ni à celles de CRAGGS et HOPWOOD. Rappelons que ces derniers auteurs ont étudié l'évolution, au cours du temps, de la luminosité du fond continu émis par des éclairs brefs, et qu'ils ont constaté que cette évolution n'était pas la même pour les différentes longueurs d'onde ; cela revient à dire que la répartition spectrale varie au cours du temps. Cette conclusion est également contraire à celle de FINKELNBURG.

On n'oubliera cependant pas que cette théorie fait intervenir deux considérations fondamentales :

1°- Les spectres ont pour origine un freinage d'électrons dans le champ des ions ;

2°- Le calcul est conduit suivant la méthode de KRAMERS, c'est-à-dire dans une perspective classique, et à l'aide de nombreuses approximations.

L'expérience est sans doute contraire à la théorie, prise dans son ensemble ; mais on pourrait penser que, l'hypothèse de départ étant exacte, une erreur s'est introduite au cours des simplifications adoptées pour conduire le calcul par la méthode classique.

On sait, en effet, que des divergences subsistaient entre les observations expérimentales et la théorie de KRAMERS. On peut voir cette différence sur les courbes de KIRKPATRICK (Massey et Burhop fig. 164, p. 351) - fig. 7,1 - qui montrent que la répartition spectrale des rayons X n'est pas, en fait, rigoureusement indépendante de la fréquence, et que l'on peut observer une montée lente vers les fréquences faibles.

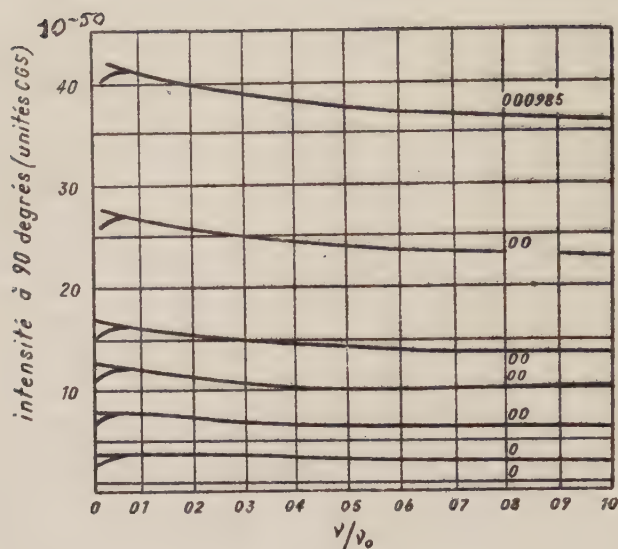


Fig. 7.1

Nous avons vu (fig. 6,4) que nos sources contenaient beaucoup moins de rayonnement de grande longueur d'onde que les sources indépendantes de la fréquence. La divergence serait encore plus grande avec la répartition du rayonnement X, telle qu'elle résulte des travaux de KIRKPATRICK.

L'étude de la répartition spectrale n'est pas en faveur de l'adoption de la théorie des freinages électroniques dans le champ des ions.

La non concordance ainsi constatée est déjà suffisamment convaincante par elle-même. Nous avons cependant tenté de voir à quelles conséquences conduit la théorie, lorsqu'on porte son attention sur les variations du pouvoir émissif en fonction des paramètres expérimentaux de la décharge : longueur du tube, tension aux bornes, pression du gaz.

A cette fin, nous avons repris la formule de KRAMERS et nous avons cherché à en expliciter les termes en fonction de ces paramètres expérimentaux.

Si donc on applique les résultats dus à KRAMERS, ou ceux de KIRKPATRICK, qui en diffèrent peu, on voit que, en première approximation, l'intensité du rayonnement émis est proportionnelle à la quantité Z^2/v^2 , ou à Z^2/V_0 , en appelant V_0 la tension d'accélération des électrons.

Cherchons donc à développer les idées de FINKELNBURG, en écrivant une formule analogue à celle de KRAMERS, dans laquelle figurera, non plus la constante calculée par cet auteur, - qui envisageait un freinage dans le champ des noyaux et non des ions ; - mais une autre, B_1 , au reste mal connue.

On aura donc, en remarquant que $J\gamma$ se déduit de $I\gamma$ en le multipliant par une constante que l'on peut faire entrer dans B_1

$$(7,1) \quad J\gamma = B_1 \cdot s \cdot A \cdot \frac{1}{W_0}$$

où s est, rappelons-le, le nombre d'électrons bombardant les atomes, et W_0 la quantité $W_0 = e V_0$. On suppose que les électrons sont freinés dans des champs d'atomes une fois ionisés, et que par conséquent $Z = 1$.

Il en résulte également que le nombre des électrons d'impact s est égal au nombre des centres ionisés A ; on a donc dans l'expression (7,1) $s = A$, d'où :

$$(7,2) \quad J\gamma = B_1 \cdot \frac{s^2}{W_0}$$

Mais il faut noter que les quantités s et W_0 , dans le cas d'une décharge de condensateur à travers un tube à gaz, ne sont pas indépendantes.

On a, en effet, en appelant, à un moment donné, j , le courant qui traverse le tube, s , le nombre d'électrons, et u , la vitesse moyenne dans le sens du champ :

$$(7,3) \quad j = s \cdot e \cdot u$$

Mais u est de la forme

$$(7,4) \quad u = B_2 W^{1/2}$$

où W est l'énergie moyenne des électrons et tient la place occupée par W_0 dans le cas du bombardement d'une cible par un pinceau monocinétique d'énergie $e V_0$.

D'autre part, si nous considérons uniquement le début de la décharge, et si nous supposons j égal à sa valeur moyenne, on a, en appelant Q la charge du condensateur de capacité C , chargé à la tension V et se déchargeant dans le temps t jusqu'à la tension V' :

$$(7,5) \quad j = \frac{Q}{t} = \frac{C(V-V')}{t}$$

$$\text{d'où :} \quad B_2 s e^{-1/2} = \frac{C(V-V')}{t} \quad (7,6)$$

$$\text{donc :} \quad s = \frac{C(V-V')}{B_2 e^{-1/2} t} \quad (7,7)$$

$$\text{et par conséquent :} \quad (7,8) \quad J_V = \frac{B_1}{B_2^2} \frac{C^2 [V-V']^2}{t^2 e^2 \bar{W}^2}$$

Mais W dépend de V et on a, entre $\bar{W}$, valeur moyenne de W , l , longueur du tube, δ , libre parcours des électrons, μ , masse de l'atome du gaz considéré et m , masse de l'électron, la relation :

$$(7,9) \quad W = 0,427 \sqrt{\frac{\mu}{m}} \frac{V}{l} e \delta \quad (1)$$

à condition que :

1°- le libre parcours (ou la section de choc de l'électron sur l'atome) soit pratiquement indépendant de la tension appliquée, c'est-à-dire que l'on reste suffisamment éloigné de l'énergie pour laquelle l'effet RAMSAUER joue un rôle. C'est le cas dans lequel nous nous trouvons, comme nous le préciserons plus loin.

2°- que l'on puisse négliger les interactions entre électrons, ce qui n'est certainement pas vrai rigoureusement, compte tenu de la densité élevée du courant.

Dans l'expression ci-dessus, δ , libre parcours moyen est lié au nombre N_0 d'atomes par unité de volume et au rayon a de ces atomes par la relation :

(1) voir Massey-Burhop formule 25 p.19.

$$(7,10) \quad \delta = \frac{1}{\pi N_0 a^2}$$

où N_0 est proportionnel à la pression $\overline{w}_0$ du gaz.

d'où :

$$(7,11) \quad \delta = \frac{B_3}{\overline{w}_0 a^2}$$

On en tire, en appelant B une constante qui rassemble B_1, B_2, B_3 :

$$(7,12) \quad J_V = B \frac{c^2 [V-V']^2 N_0^2 a^4 l^2 m}{t^2 e^4 \mu V^2}$$

La décharge se faisant de façon quasi complète en un temps faible, on commet une erreur faible en négligeant V' devant V , et on peut écrire :

$$(7,13) \quad J_V = \frac{B c^2 N_0^2 a^4 l^2 m}{t^2 e^4 \mu}$$

On en conclut que le rayonnement devrait être approximativement indépendant de la tension aux bornes du condensateur, à peu près proportionnel au carré de la pression et au carré de la longueur du tube, et diminuer lorsque la masse atomique croît.

Aucune de ces conditions n'est satisfaite, aussi pensons nous qu'il y a là une suite de raisons supplémentaires pour écarter la théorie attribuant les spectres continus des tubes "éclairés" à des freinages d'électrons dans des champs d'atomes ionisés.

7,4.- Théorie d'UNSÖLD (cf. 4,23)

Pour des raisons analogues, on ne peut étendre à notre cas la théorie proposée par UNSÖLD pour expliquer les spectres continus des étoiles. Il convient d'ailleurs de remarquer qu'UNSÖLD a élaboré sa théorie pour tenter d'expliquer l'origine de spectres du rayonnement d'étoiles, engendrés dans des conditions très différentes des nôtres. En effet, les hypothèses, sur lesquelles il s'appuyait, ne peuvent s'appliquer à nos sources. Nous avons mesuré la température de la paroi du tube pendant la

décharge : elle ne dépasse pas 300°C , et reste très inférieure à cette valeur au cours des premiers éclairs. L'émission de cette paroi est donc tout à fait négligeable dans la région du visible. L'origine du rayonnement émis par le gaz doit, par conséquent, être cherchée dans le gaz lui-même, et n'est pas un rayonnement de réémission provenant, en définitive, de la paroi.

De plus, il n'existe, dans le cas que nous avons étudié, aucun équilibre thermique entre le gaz et la paroi, et les explications dans lesquelles on suppose qu'existe cet équilibre, ne sont pas utilisables pour nous.

Il n'est, de même, pas possible d'expliquer la répartition spectrale de nos sources en adaptant l'interprétation qu'UNSÖLD donne de "l'étincelle immergée". On conçoit mal ce que peut être un mélange de centres émetteurs, à des températures différentes, étant en équilibre avec la paroi, sans être en équilibre entre eux.

Cet équilibre est, au surplus, peu probable, en raison de la faible durée du phénomène et de la variation extrêmement rapide des paramètres expérimentaux.

7,5.- THEORIE DE TOWNSEND (cf. 4,24)

Attribuer le fond continu aux chocs entre électrons et atomes neutres paraît, nous l'avons déjà noté, une hypothèse assez aventurée.

C'est cependant à cette théorie que nous nous rallierons pour expliquer les caractéristiques de nos spectres ; elle est, en effet, la seule qui soit en accord au moins qualitatif avec l'ensemble des remarques que nous avons pu faire.

7,51.- La répartition spectrale du rayonnement constituant le fond continu dépend de la nature du gaz contenu dans le tube.

Une telle propriété n'est explicable que si, d'une façon ou d'une autre, on fait intervenir les caractéristiques de l'atome neutre dans le mécanisme d'émission du spectre continu.

En effet, dans les théories où l'on imagine qu'agit un centre une fois chargé créant un champ coulombien, on trouve, pour une vitesse électronique donnée, la même répartition spectrale, - à peu près indépendante de la fréquence, - pour tous les gaz - Cette répartition, comme on peut le voir sur le faisceau de courbes de la fig. 7,1 ne se modifie que très lentement avec la vitesse moyenne des électrons, c'est-à-dire, à fortiori, avec le champ électrique appliqué à l'unité de longueur du tube

Si on cherche à améliorer une théorie de ce type, en imaginant que le champ coulombien est plus ou moins perturbé, lorsqu'on s'approche à faible distance du centre chargé, on aboutit, en définitive, à faire intervenir les propriétés de l'atome neutre.

Si, au contraire, on adopte directement une théorie adaptée des idées de TOWNSEND, en faisant intervenir une "interaction à courte distance", on introduit les propriétés de la cible heurtée, c'est-à-dire celles de l'atome neutre.

Aussi avons nous cherché à reprendre le calcul précédent en supposant que le nombre de centres actifs, au lieu d'être proportionnel au nombre d'ions créés au cours des chocs, est proportionnel au nombre d'atomes neutres présents dans le gaz.

Soit N_0 ce nombre d'atomes neutres par unité de volume, on a comme précédemment :

$$(7,3) \quad j = s e u$$

$$J \nu = D_1 s N_0 f(W)$$

$f(W)$ étant une fonction, inconnue, de l'énergie moyenne des électrons et D_1 une constante :

$$(7,4) \quad u = B_2 W^{1/2}$$

$$(7,5) \quad j_m = \frac{Q}{t} = \frac{CV}{t} = s e u$$

$$\text{d'où} \quad s = \frac{CV}{t e W^{1/2}} D_2 \quad (7,14)$$

$$\text{et : } (7,15) \quad J = D_3 \frac{CV}{t e W^{1/2}} N_0 \times f(W)$$

En remplaçant comme ci-dessus W par sa valeur, ainsi que δ :

$$(7,16) \quad J_{\nu} = D_4 C V^{1/2} N_0^{3/2} \ell^{1/2} \cdot f(W)$$

Le rayonnement dépend de la quantité $f(W)$, que nous avons cherché à évaluer. A cette fin, nous avons essayé, au préalable, de voir quel est le rayonnement émis par un électron dévié par un atome neutre, c'est-à-dire par un noyau positif de charge $+Z$, recouvert d'une enveloppe négative de charge $-Z$.

7,511.- Calculs de NEDELSKY.

Ce très difficile problème n'a pas reçu de solution théorique générale. Une approximation a été tentée par NEDELSKY (47), utilisant un modèle d'atome proposé antérieurement par ALLIS et MORSE.

Ces auteurs supposent que le potentiel de l'atome est de la forme :

$$(7,17) \quad V = \frac{Ze^2}{a} - \frac{Ze^2}{r} \quad \text{pour } r \leq a$$

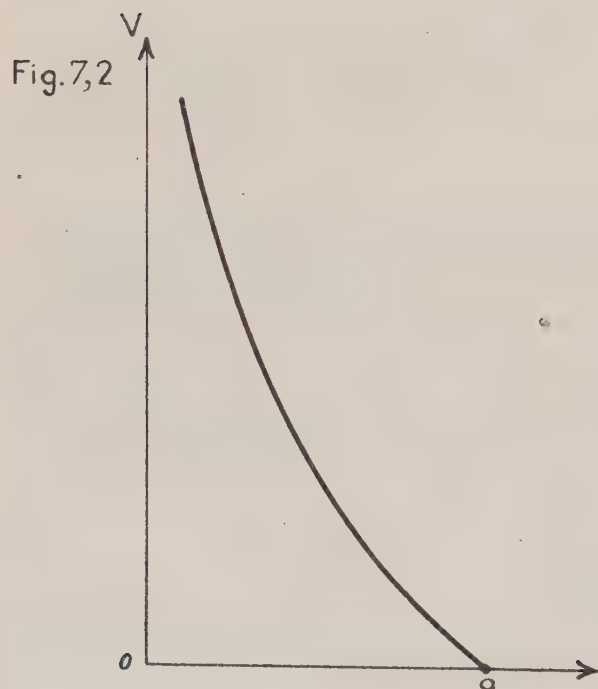
$$W = 0 \quad \text{pour } r \geq a$$

Parmi les résultats trouvés par NEDELSKY, les suivants sont importants pour notre étude.

1°- Pour une tension appliquée faible et un faible rayon atomique, l'intensité du fond continu est de la forme :

$$(7,18) \quad f(W) = \frac{4e^2}{3c^2} f_1(\gamma) \cdot \left(1 - \frac{\nu}{\nu_0}\right)^{1/2} \left(2 - \frac{\nu}{\nu_0}\right)$$

où ν est la fréquence, ν_0 la fréquence limite du rayonnement, n le nombre quantique principal déterminant l'état d'énergie de l'atome avant le choc.



2°- Pour une valeur moyenne de la quantité Wa^2 , c'est-à-dire une quantité de l'ordre de 100 à 400, l'expression de l'intensité moyenne du rayonnement (cette moyenne étant prise par rapport à la fréquence) est donnée par l'expression (7,19). C'est à ce cas que correspondent à peu près les conditions de notre problème, où W est de l'ordre de 10 à 100 et a^2 peu différent de 5.

On a d'après NEDELSKY :

$$f(W) = \frac{32 \pi^2 Z^2 e^6}{\left[1 + \left(\frac{Z^2}{2W} \right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{Za}{22} \right)^4} \right]^2} \frac{1}{3^{3/2} c^3 m^2 v^2} \quad (7,19)$$

Dans le Xénon $Z = 54$, $Z^2 \simeq 3000$ $\frac{Za}{22} \simeq 5$

$$(7,20) \quad f(W) = \frac{16 \pi^2 \times 3000 e^6}{\left[1 + \frac{[3000]^2}{4 W^2} \cdot \frac{1}{625} \right]^2} \frac{1}{3^{1/2} c^3 m^{1/2} v^2} =$$

$$(7,21) \quad \frac{16 \pi^2 \times 3000 e^5}{\left[1 + \frac{15000}{4 W^2} \right]^2} \frac{1}{3^{3/2} \cdot c^3 \cdot m \cdot W} = K_1 \cdot \frac{\ell^5}{m c^3} \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{15000}{4 W^2} \right]^2 W}$$

$$= K_1 \frac{\ell^5}{m c^3} \times \gamma(W)$$

$$\text{L'expression } \gamma(W) = \frac{1}{\left[1 + \frac{15000}{4 W^2} \right]^2 W} = \frac{W^3}{\left[W^2 + 3750 \right]^2} \quad (7,22)$$

qui est voisine de $\frac{W^3}{[3750]^2}$ quand W est petit, - c'est-à-dire $W^2 \ll 3750$
où $W < 25$, - et voisine de $\frac{1}{W}$, quand $4 W^2 \gg 15000$ ou $W \gg 200$.

Elle passe par un maximum pour W voisin de 110.

La quantité :

$$(7,23) \quad J = D_5 c v^{1/2} W^{3/2} \ell^{1/2} \gamma(W)$$

est donc de la forme :

$$(7,24) \quad J = D_6 \, CV^{1/2} \, W^{3/2} \, \ell^{1/2} \frac{W^3}{[W^2 + 3760]^2}$$

ou : $J = D_7 \, CV^{1/2} \, W^{3/2} \, \ell^{1/2} \, W^3 \quad (7,25) \quad \text{pour } W \text{ petit}$

et : $J = D_8 \, CV^{1/2} \, W^{3/2} \, \ell^{1/2} \, W^{-1} \quad (7,26) \quad \text{pour } W \text{ grand}$

Mais W est, comme on l'a vu, approximativement de la forme :

$$(7,9) \quad \bar{W} = 0,427 \sqrt{\frac{\mu}{m}} \frac{V}{\ell} e^{-\frac{1}{\tau W_0 a^2}}$$

c'est-à-dire proportionnel à la quantité : $\frac{V}{\ell N_0}$ ou $\frac{V}{\ell W}$

d'où, par conséquent :

$$(7,27) \quad J \simeq D_9 \, CV^{7/2} \, W^{3/2} \, \ell^{-5/2} \quad \text{pour } W \text{ petit } (< 25)$$

$$(7,28) \quad J \simeq D_{10} \, CV^{-1/2} \, W^{5/2} \, \ell^{3/2} \quad \text{pour } W \text{ grand } (> 200)$$

Mais cette valeur pour laquelle $W a^2$, est de l'ordre de 1000, est nettement supérieure à la valeur maximale ($W a^2 = 350$), pour laquelle NEDELSKY a fait ses calculs, et la formule qui donne J ne s'applique plus.

Dans nos expériences, nous avons trouvé que J croissait avec la tension appliquée V ; cette croissance, en général rapide pour les valeurs relativement faibles de V (de l'ordre de 2500 volts pour une colonne de 30 cm, soit 80 volts par centimètre environ, et de l'ordre de 10 à 30 volts par cm de longueur de tube et mm de pression, soit une valeur de $\bar{W}$ max voisine de 100 volts) se ralentit bientôt après, lorsque V atteint 5000 volts et $\bar{W}$ max. 200 volts environ.

Rappelons que LEGROS, dans les expériences relatées ci-dessus avait trouvé pour des valeurs plus faibles de $\bar{W}$ max., de l'ordre de quelques volts (de 5 à 10 environ) une croissance proportionnelle à P^1 , 28 soit W^2 , 56.

Nous avons vu, d'autre part, que les variations de J_V et de $\bar{J}$, en fonction de la pression, étaient à peu près les mêmes, lorsqu'on alimentait les tubes en série ou séparément, et que la croissance de $\bar{J}$ était

à peu près proportionnelle à $\bar{w}^{0,8}$, tant que V ne dépasse pas 3000 volts environ.

$f(W)$, dans l'expression de $\bar{J}$, est une certaine fonction de $\frac{V}{\ell \bar{w}}$ qu'on peut écrire $(\frac{V}{\ell \bar{w}})^{\xi}$ ou ξ représente un nombre.

On aurait donc, puisque :

$$(7,29) \quad J = D_8 \, C V^{1/2} \bar{w}^{3/2} \ell^{1/2} \left[V^{\xi} \cdot (\ell \bar{w})^{-\xi} \right]$$

$$\text{d'où :} \quad \bar{w}^{3/2} \bar{w}^{-\xi} = \bar{w}^{0,8}$$

$$\text{soit :} \quad \xi = 0,7$$

$$\text{d'où :} \quad \bar{J} = D_8 \, C V^{1,2} \bar{w}^{0,8} \ell^{-0,2} \quad (7,30)$$

qui correspond de façon assez satisfaisante aux résultats expérimentaux trouvés et au cas vraisemblable où $\bar{W}$, calculé d'après l'expression de

$$\gamma(W) = \frac{W^3}{W^2 + 3750}, \quad \text{est de l'ordre de 60 volts environ.}$$

- Si donc on admet la théorie des chocs sur les atomes neutres, on trouve des résultats assez cohérents entre eux en ce sens que les variations, en fonction de la pression, du rayonnement observé une fois déterminées, on en déduit des variations en fonction de la tension et de la longueur du tube qui sont acceptables.

7,52.- Répartition spectrale.

Comme nous l'avons vu plus haut, la courbe de répartition spectrale, déduite de la théorie de FINKELNBURG, a la forme en $\frac{A}{\lambda^2}$, elle ressemble à une hyperbole, qui est représentée aux fig. 6,3 et 6,4. Cette allure hyperbolique ne correspond en rien à la répartition trouvée expérimentalement.

Si, au contraire, on se reporte aux courbes données (fig.7,4) par NEDELSKY, et si on les transforme pour en donner une représentation en longueurs d'ondes, on constate que, à la chute, que l'on peut observer à gauche du maximum dans les courbes de NEDELSKY, correspond une décroissance beaucoup plus rapide que celle de la courbe d'allure hyperbolique, représentée aux fig. 6,3 et 6,4.

La théorie des chocs sur les atomes neutres donne donc ici encore une représentation plus satisfaisante des expériences.

Nous n'avons toutefois pu, jusqu'à présent, donner aucune interprétation de la remontée que nous avons observée vers 10μ . Peut-être devrait-on l'attribuer aux très grandes sections de choc des électrons lents sur les atomes.

7,53.- Variation avec le nombre atomique.

Reprenons l'expression de $\gamma(W)$ donnée par NEDELSKY

$$(7,22) \quad \gamma(W) = \frac{1}{\left[1 + \left[\frac{Z^2}{2W} \right]^2 \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{Za}{22} \right)^4} \right]^2}$$

Lorsqu'on passe d'un gaz rare à l'autre, les quantités Z , a et $\gamma(W)$ prennent les valeurs suivantes :

		$1/\gamma(W)$			
	Z	a	$W=20$	$W=50$	$W=100$
He	2	1,5	1	1	1
Ne	10	1,6	25	3	1,4
A	18	1,9	100	5	2
Kr	36	2	120	6	2
Xe	54	2	120	5	1,7

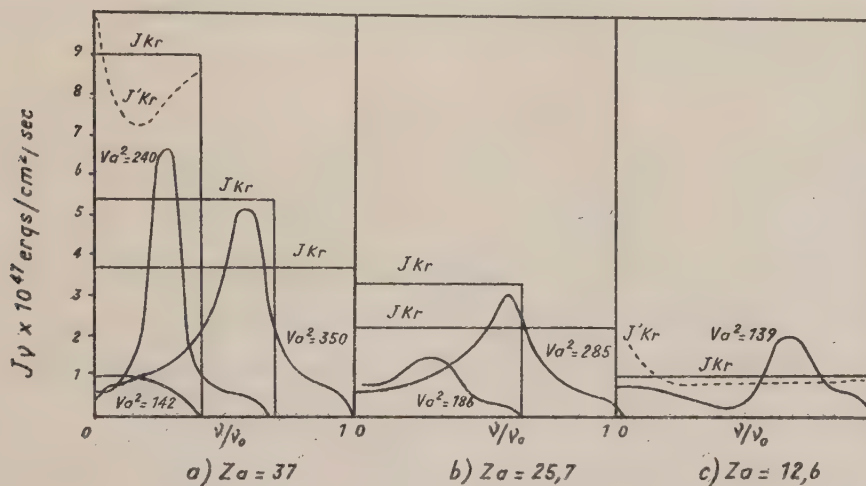
et la quantité J , qui varie comme $Z^2 \cdot \gamma(W)$, prend les valeurs suivantes:

	$J(W=20)$	$J(W=50)$	$J(W=100)$
He	4	4	4
Ne	4(1He)	33 (8He)	70 (17He)
A	3(0,66He)	64 (16 He)	160 (40He)
Kr	11(2,6 He)	220 (55 He)	650 (160 He)
Xe	11(2,6 He)	260 (65 He)	1700 (425 He)

On constate que, si l'on accepte les vues de NEDELSKY, et si l'on fait abstraction de la première colonne du tableau qui correspond

à des valeurs de $W a^2$ de l'ordre de 40 à 80, donc inférieures à la limite de validité de la formule donnant J, on trouve une variation qui est bien dans le sens de celle que l'expérience indique. L'ordre de grandeur en est bien respecté pour les valeurs de W voisines de 50 (ex. V : 4000 volts $\frac{V}{a} = 130$ volts, $\frac{V}{a} = 13$ volts, gaz : Krypton).

Au contraire, les résultats calculés sont nettement supérieurs aux résultats expérimentaux, lorsque W dépasse 200 à 300, puisque, d'après le calcul, on aurait J croissant comme l'indique la formule de KRAMERS, c'est-à-dire comme Z^2 ou comme les nombres 1, 25, 72, 324, 729.



Intensité des radiations en fonction de la fréquence

(V en volts ~ a en angströms.

Fig. 7.3

J_{Kr} représente la répartition indépendante de la fréquence,

J'_{Kr} une valeur améliorée pour les rayons X, calculée par KRAMERS.

Les résultats, que nous avons trouvés, ne concerneraient donc que le domaine intermédiaire, dans lequel il est normal que les variations soient comprises entre des valeurs proportionnelles à a^2 , - ou aux sections des atomes à très faibles vitesses - et à des valeurs proportionnelles à Z^2 , telles que les indique la formule de KRAMERS.

7,56.- La théorie inspirée des idées de TOWNSEND, et appliquant le modèle d'ALLIS et MORSE à l'aide des calculs de NEDELSKY donne donc, malgré des insuffisances que nous exposerons plus loin, des résultats assez satisfaisants à maints égards.

Elle permet de prévoir un sens de variation correct du flux rayonné en fonction de la pression, de la tension et de la longueur du tube contenant le gaz.

Elle permet d'expliquer pourquoi la croissance du rayonnement, en fonction de la pression ou de la tension, n'est pas régulière. Elle prévoit un sens de variation correct du flux rayonné en fonction du nombre atomique, et même un ordre de grandeur satisfaisant des variations observées expérimentalement.

Elle permet d'expliquer pourquoi la répartition spectrale varie pour un gaz donné, lorsque les conditions expérimentales changent, et, dans des conditions données, lorsqu'on change le gaz soumis à la décharge.

Elle permet d'interpréter l'allure générale de cette répartition spectrale et notamment la présence du maximum dans la courbe J_λ , ainsi que la chute brutale de cette valeur vers les grandes longueurs d'onde.

7,561.- Il convient ici de remarquer que la théorie, qui vient d'être exposée, trouve son origine dans des idées de TOWNSEND, mais s'en écarte cependant quelque peu.

En premier lieu, lorsque TOWNSEND parlait de chocs sur les atomes neutres, il ne spécifiait pas le mode d'interaction entre électron et atome, mais il y a lieu de penser que, en parlant de choc, il avait dans l'esprit une interaction répulsive. Au contraire, dans le modèle de NEDELSKY, - comme dans celui d'HOLTZMARK, dont nous parlerons plus loin, - elle est attractive.

D'autre part, TOWNSEND n'envisage que le cas des électrons très lents, d'énergie moyenne nettement inférieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz, alors que NEDELSKY traite le cas plus général d'électrons, dont l'énergie dépasse sensiblement cette valeur.

7,57.- La nouvelle théorie constitue un progrès par rapport à celle de FINKELNBURG. Elle présente cependant de nombreux points faibles :

7,571.- D'une part, nous avons accepté de nombreuses approximations parfois hasardeuses.

7,5711.- Nous avons admis que la distribution des vitesses était bien celle qui correspond à la formule donnant la vitesse moyenne. Une telle relation suppose négligeable l'interaction entre les électrons, ce qui n'est certainement pas exact pour des densités de courant aussi élevées, même en temps aussi court. La répartition des vitesses se rapproche donc certainement plus de celle de MAXWELL que celle que nous avons admise

7,5712.- Nous avons supposé l'énergie de tous les électrons égale à leur énergie moyenne.

7,5713.- De plus, nous avons considéré que l'énergie moyenne des électrons était constante au cours du temps et égale à sa valeur maximale pendant toute la durée de la décharge, nulle avant le début, et nulle immédiatement après le maximum ; nous avons, de ce fait, sans doute surestimé les valeurs de W.

7,5714.- Nous avons négligé l'influence des parois et la chute cathodique.

7,5715.- Il n'a pas été tenu compte des phénomènes liés à l'effet RAMSAUER, très important pour l'Argon, le Krypton et le Xénon dans le domaine des énergies électroniques comprises entre 1 et 25 ev ; c'est-à-dire des valeurs que nous avons considérées comme faibles, et pour lesquelles les formules que nous avons appliquées ne sont plus valables.

7,5716.- Le modèle de NEDELSKY est certainement trop simple ; pour établir une théorie cohérente, il faudrait adopter le modèle de HOLTZMARK, qui a permis précisément d'expliquer l'effet RAMSAUER. Dans ce modèle, au lieu d'imaginer une coquille électriquement négative entourant le noyau positif, on suppose que, sous l'influence de l'électron incident, l'atome frappé se déforme, et qu'ainsi apparaît une attraction de la forme $\frac{A}{v^4}$.

7,572.- D'autre part, la théorie laisse encore des phénomènes sans interprétation :

7,5721.- Comme nous l'avons déjà noté, la remontée de J_λ aux environs de 10μ reste inexpliquée.

7,5722.- Elle prévoit que la position du maximum de J_λ est plus proche de la limite d'émission vers les courtes longueurs d'onde qu'elle ne l'est en réalité.

7,5723.- D'autre part, si elle permet de comprendre pourquoi l'accroissement du flux rayonné en fonction de la puissance dépensée peut ne pas être régulier, elle explique mal pourquoi, après le ralentissement observé dans cette croissance, - et parfois même après une diminution du flux rayonné lorsque la puissance augmente - ce flux se met de nouveau à augmenter. Le fait n'apparaît pas, à proprement parler, contraire à la théorie, puisque, comme nous l'avons vu, les formules ne s'appliquent plus, mais n'est pas pour autant expliqué de façon satisfaisante.

7,573.- Enfin, bien que, grâce aux résultats de NEDELSKY appliqués à nos sources, nous ayons pu établir des comparaisons utiles entre les différents cas successivement étudiés ci-dessus, nous n'avons jusqu'à présent pas trouvé un procédé d'évaluation des intensités absolues. Ce serait pourtant nécessaire pour mettre sur pied une théorie complète.

7,58.- Toutes les remarques qui viennent d'être exposées, nous conduisent à penser que l'accord, relativement bon, observé entre les résultats expérimentaux et la nouvelle théorie, pourrait, pour une part, provenir d'une compensation assez heureuse entre diverses approximations, par excès et par défaut.

Il serait tentant de chercher à obtenir une meilleure coïncidence entre les résultats des calculs et des expériences, en choisissant, à la place du modèle d'ALLIS et MORSE, celui de HOLTZMARK, où l'on admet l'existence d'un champ attractif en $1/r^4$.

Nous avons tenté d'aborder la question en cherchant le rayonnement d'un électron, qui décrit une trajectoire courbe dans un tel champ. A cette fin nous nous sommes appuyés sur des résultats obtenus par STADER en 1869. Cet auteur avait donné une méthode pour déterminer le mouvement d'un mobile, subissant l'action d'un centre attractif suivant une loi en $1/r^4$. Il n'est pas difficile d'étendre la méthode au cas du centre répul-

sif et, dans les deux cas, de chercher à imiter la marche à suivre, adoptée par KRAMERS, traitant le cas des champs en $1/r^2$. Il ne semble pas que l'on puisse opérer autrement que par approximations graphiques ou numériques.

Nous avons fait ces calculs graphiques dans quelques cas particuliers, et obtenu des courbes dont l'allure ressemblait assez bien à celle qui peut se conclure à partir de nos expériences. Mais, en définitive, une telle tentative est décevante: les résultats qu'elle permet d'obtenir diffèrent en effet trop peu de ceux auxquels conduirait l'hypothèse d'un champ en $1/r^n$, lorsque $n > 3$.

Comme on sait, d'autre part, qu'une méthode classique, lorsqu' α s'approche au voisinage immédiat des atomes neutres, ne peut conduire à des résultats corrects, nous n'avons pas poursuivi les calculs très laborieux qu'elle exigeait.

Il faudrait donc élaborer une méthode quantique pour traiter complètement le problème. Malheureusement, on ne connaît pas de solutions autres que numériques, et extrêmement pénibles, des équations ou entrent des potentiels en $1/r^3$.

Ces calculs considérables sortent du cadre du présent travail. On peut se demander, du reste, s'ils permettraient de faire progresser de façon notable la coïncidence entre résultats théoriques et expérimentaux.

Ces derniers sont encore trop incertains, et leur précision trop insuffisante, pour permettre de trancher entre deux théories en somme voisines.

7,59.- Remarque sur l'idée de base de la théorie.

Pour terminer cette étude critique, il nous paraît intéressant de poser la question suivante : la théorie donne sans doute des résultats relativement satisfaisants, mais est-elle physiquement vraisemblable ?

On se souvient en effet que, parmi les théories exposées au cours du chapitre 4, certaines paraissaient, au premier abord, surprenantes. C'est le cas, par exemple, de celles qui envisagent l'existence de molécules du type He^2 , Ne^2 , Ar^2 , Kr^2 , Xe^2 .

Bien entendu, si une telle théorie rendait fidèlement compte des résultats expérimentaux, on se verrait, sans doute, contraint de l'accepter. Elle serait cependant peu séduisante a priori, en ce sens qu'elle ferait intervenir des êtres physiques dont la stabilité, déjà douteuse dans les conditions ordinaires, devient franchement improbable dans une décharge où des édifices aussi solides que les atomes se trouvent brisés.

La théorie que nous proposons a-t-elle cet inconvénient, et fait-elle jouer un rôle, au cours des chocs, à des particules d'existence ou de présence peu vraisemblables ?

Pour répondre à cette question, nous allons chercher à résoudre le problème suivant, en somme inverse de celui que nous avons envisagé :

Quelles seraient les conditions expérimentales les plus favorables pour faire apparaître des spectres de freinage dans le champ des atomes neutres, conformément aux conceptions théoriques de NEDELSKY ?

Le rayonnement envisagé par NEDELSKY est celui d'électrons suffisamment rapides pour pénétrer à l'intérieur de l'édifice atomique, mais trop lents pour atteindre le voisinage immédiat du noyau. Animés d'énergies de l'ordre de 20 à 200 volts environ, leur rayonnement se place dans la région qui s'étend des rayons X mous jusqu'à l'ultra-violet et le visible. C'est bien là le domaine intermédiaire entre les rayons X, obtenus avec des tensions de quelques milliers de volts, et celui des chocs de type classique entre électrons et atomes d'un gaz. La tension de fonctionnement d'un tube d'éclairage est, en effet, de quelques dizaines de volts, soit une faible fraction de volt par cm de colonne et mm de pression.

On pourrait donc, en vue d'obtenir le rayonnement prévu par NEDELSKY, s'efforcer de bombarder une cible matérielle par des électrons lents, c'est-à-dire d'énergie comprise entre 20 et 200 volts. Mais il devient rapidement difficile de concentrer de tels pinceaux d'électrons, dès que l'intensité de ceux-ci atteint une valeur même très faible, de l'ordre de quelques micro-ampères. On est alors amené à tourner cette difficulté en multipliant les cibles et en les rapprochant de la source d'électrons, ce qui conduit à travailler dans un gaz. On se heurte alors au

fait que, sauf tout à fait au début de la décharge, l'énergie moyenne des électrons reste très faible. On cherchera donc, si l'on s'efforce de conserver le phénomène dans le domaine d'énergie envisagé par NEDELSKY, à limiter la décharge à l'instant pendant lequel la tension accélérant les électrons garde une valeur suffisamment élevée, supérieure à 20 volts environ. Mais cette durée est très courte; la puissance moyenne dépensée dans le tube serait dans ces conditions si faible, que le phénomène deviendrait impossible à observer. On cherchera donc à concentrer autant d'énergie que possible dans un temps très court, ce qui conduit précisément à employer des décharges condensées.

Il n'y aura pas lieu de s'étonner que l'emploi de ces décharges fasse apparaître des spectres de freinage qu'on n'avait pas aperçus jusque là.

7,6.- Applications.

Les résultats expérimentaux que nous avons relatés, et leur interprétation théorique, permettent de se faire une idée des conditions à satisfaire, au moins en première approximation, lorsqu'on cherche à produire des éclairs lumineux de grande puissance. Pour chaque puissance électrique consentie, on trouvera, en agissant sur C , V , W et ℓ , un compromis donnant une valeur maximale à J . On aura intérêt à se placer au voisinage de la valeur de V pour laquelle J croît à peu près comme V^2 , et à augmenter p autant que possible, c'est-à-dire, en pratique, à travailler à pression élevée et à des tensions sensiblement supérieures (de 2 à 3 fois) à la tension d'allumage du tube.

On aurait donc, au moins pour l'hélium et le néon, qui ne présentent pas d'effet RAMSAUER, intérêt à mettre en oeuvre des dispositifs arrêtant la décharge, lorsqu'on applique une tension élevée, et à éviter les tubes soumis à une tension inférieure à leur tension d'allumage et munis d'un système auxiliaire d'allumage tel que : troisième électrode intérieure ou extérieure, source de radiations ou de particules ionisantes.

Ces conclusions sont, de même, partiellement valables pour les gaz argon, krypton et xénon dans les domaines où l'effet RAMSAUER ne se fait pas sentir ($W > 25$ volts environ).

Pour des valeurs inférieures à celles-ci, le problème se complique considérablement ; une étude approfondie de ce cas particulier serait intéressante au point de vue pratique : les caractéristiques de fonctionnement des lampes éclairs, utilisées en photographie, appartenant précisément à ce domaine où l'effet RAMSAUER intervient.

8 - RÉSUMÉ ET CONCLUSION.

L'étude dont nous venons d'exposer les grandes lignes a connu de nombreuses vicissitudes.

Commencée dès 1937, elle a été interrompue par les événements de 1939-1945, et n'a pu être reprise que vers 1952 ; obligé de la mener concurremment avec d'autres travaux, nous ne nous y sommes pas entièrement consacré, ce qui explique qu'elle n'ait progressé que lentement.

Au cours de toutes ces années, nos idées ont eu le temps d'évoluer, et nos projets initiaux se sont trouvés modifiés à maintes reprises.

8.1.- Notre thème de recherches était, au début, une étude purement expérimentale des lampes à éclair utilisées dans la technique. Mais nous nous sommes aperçu, que le point le plus intéressant à élucider, était l'origine des spectres continus, aisément observables, qui constituent la majeure partie de l'énergie lumineuse émise dans le visible.

Nous avons, de ce fait, abandonné l'examen des émissions, plus difficiles à interpréter, des rayonnements intenses engendrés par des couches épaisses de gaz ; celles-ci avaient toutefois fait l'objet de quelques études préliminaires, au cours desquelles nous avons pu mettre en évidence un phénomène assez curieux sur lequel, nous semble-t-il, l'attention n'a pas été attirée jusqu'à présent :

La couleur d'une surface éclairée par une source étendue sélectivement autoabsorbante, varie avec sa distance à cette source.

On a trouvé, au tableau I du chapitre 4, un résumé de nos constatations à ce sujet.

Nous avons, au contraire, à la suite de la nouvelle orientation donnée à notre travail, concentré nos efforts sur l'étude des couches peu absorbantes et de faible épaisseur, et, par conséquent, laissé de côté les mesures détaillées des coefficients d'autoabsorption, de peu d'utilité dans ce cas.

8,2.- Par ailleurs, en vue d'établir des correspondances valables entre observations et paramètres expérimentaux, il nous avait paru, a priori, presque évident que, parmi ces données, le courant j traversant le tube à chaque instant devait être l'une des plus importantes.

Pour examiner ce point, deux voies s'offraient à nous :

8,21.- ou bien conserver pendant toute la durée de la décharge une valeur de j constante ;

8,22.- ou bien, isoler au cours de la décharge une fraction déterminée, très courte, de celle-ci, pendant laquelle j peut être considéré comme constant.

8,3.- Des essais préliminaires avaient été entrepris dans ces deux directions :

8,31.- Pour que j soit pratiquement constant pendant toute la durée de la décharge, il aurait fallu remplacer le condensateur par une ligne artificielle à 5 cellules. Il est facile de réaliser un tel ensemble d'impédance caractéristique égale à 25 ohms environ. La résistance du tube étant à peu près 0,5 ohm (34), il était prévu la construction d'un transformateur d'impulsions de rapport 7.

8,32.- Pour isoler un instant déterminé du phénomène, on peut tirer parti de la régularité de sa succession, à l'aide de dispositifs analogues à celui qui a fait l'objet de la description du Paragr. 5,32.

Nous avons obtenu quelques indications intéressantes avec un miroir tournant. Mais le temps qui sépare deux éclairs successifs n'est constant qu'à 10^{-6} s près. Une telle durée, quoique faible, ne peut être négligée devant celle de l'éclair (5 à 10 s) ; notre dispositif est impuissant à éliminer une telle fluctuation.

Aussi nous sommes nous tourné vers un montage électronique à convertisseur d'image. Le spectre, observé sur l'écran luminescent de l'appareil, se déplace en bloc, perpendiculairement, au moyen de bobines de déviation commandées par la décharge elle-même. Le procédé est meilleur au point de vue de la synchronisation, mais relativement onéreux ; de plus il est difficile d'obtenir un déplacement de l'image linéaire en fonction du temps.

Les deux groupes d'expériences n'ont pas été poursuivies, lorsque nous avons constaté les deux points suivants :

8,321.- d'une part, la plus grande partie de l'émission lumineuse se produit pendant les toutes premières fractions de microseconde de l'éclair : le résultat global, obtenu sur le cliché photographique, n'est que peu modifié, si l'on n'isole pas ces fractions et si l'on prend la décharge toute entière ;

8,322.- d'autre part, et ce deuxième point nous paraît particulièrement important, l'état du gaz varie à mesure que le phénomène se déroule, et l'on s'aperçoit que la répartition spectrale dépend, non seulement de la valeur du courant, mais aussi du moment de la décharge où il atteint cette valeur. C'est pourquoi il nous a paru inutile, pour nos premières expériences, de mettre en oeuvre ces dispositifs coûteux et complexes ; ceux-ci n'auraient pas, pensons-nous, apporté de grandes améliorations aux conclusions que l'observation des phénomènes globaux nous a permis de tirer. Ils pourraient reprendre de l'intérêt lors d'une étude plus approfondie de la question.

8,4.- Nous n'avons pas repris, avec d'autres gaz rares, les expériences dans l'infra-rouge effectuées sur le xénon.

A vrai dire, ce chapitre de l'étude n'a été abandonné que pour des raisons, pour une part, accidentelles : nous ne disposons plus du spectrographe Perkin-Elmer 12 C, sur lequel nous avons monté notre synchronisation.

Il est cependant peu probable que nos mesures aient été, avec cet appareil, exécutables sur d'autres gaz, sauf peut-être le krypton. Avec le xénon déjà, on n'est pas loin de la limite d'énergie décelable, et il faudrait, pour étendre les expériences, disposer d'équipements bien plus lumineux. De grands progrès ont récemment été faits dans cette voie, et on pourrait espérer les mettre à profit.

8,5.- Comme nous l'avons signalé, nous n'avons pas poursuivi la tentative de calculer, par les méthodes classiques, le rayonnement d'un électron décrivant une trajectoire dans un champ en $1/r^4$, analogue à celui qu'engen-

dre un quadripôle. Notons cependant que cette méthode, quoique manifestement insuffisante, donne quand même un ordre de grandeur assez bon de la variation d'intensité émise par le tube, lorsqu'on fait varier la nature du gaz rare qu'il contient.

8,6.- Au cours de ce travail, nous avons sensiblement restreint le programme de nos expériences. Nous nous sommes aperçu, que, dans de nombreuses directions, il s'étendait bien plus loin que nous ne l'avions imaginé au début.

8,61.- La théorie complète des spectres, engendrés par le mécanisme proposé par NEDELSKY, suppose une triple intégration :

8,611.- Comme l'avait déjà noté KRAKERS, le paramètre d'impact peut varier de zéro à l'infini. Il est probable que, dans le cas qui nous intéresse, les trajectoires éloignées du centre attractif ne jouent qu'un rôle négligeable ; encore faut-il le calculer ; c'est ce que NEDELSKY a tenté de faire, mais il n'a donné qu'une première approximation.

8,612.- Les pinceaux ne sont pas monocinétiques : il faut donc tenir compte du rayonnement d'électrons animés de vitesses différentes.

8,613.- La répartition de ces vitesses varie au cours du temps.

8,614.- Non seulement la répartition varie, mais l'énergie totale mise en jeu à chaque instant.

8,62.- De plus, l'état du gaz, à un instant t , dépend de l'état à l'instant $t-\Delta t$, ce qui complique encore le problème.

8,63.- Enfin, on peut dire que le phénomène lui-même, que l'on étudie n'est pas à proprement parler le même, lorsque varie la vitesse de l'électron et son paramètre d'impact. L'expression du champ en fonction de la distance au centre attractif n'est pas la même, lorsqu'on se trouve loin ou près du noyau. Dans le premier cas, le modèle de NEDELSKY doit convenir assez bien ; dans le deuxième, on se trouve en présence d'un spectre de rayons X ; dans le cas intermédiaire, c'est probablement le modèle d'HOLTZMARK qui convient le mieux.

On conçoit la complexité de la question puisque simultanément,

ou successivement, on devra tenir compte d'électrons de vitesses et de paramètres d'impact très différents.

8,7.- Il résulte de toutes ces difficultés que, au cours de ce travail, nous avons posé plus de problèmes que nous n'en avons résolu.

Malgré tout, nous pensons avoir aidé à montrer la voie qui permettrait de les entreprendre. Nous pensons qu'un effort dans ce sens ne serait pas sans intérêt, si l'on acceptait de lui consentir les moyens nécessaires.

Ceux-ci devraient être importants ; nous n'avons exploré qu'un domaine expérimental restreint : il conviendrait de l'étendre notablement, et de faire la jonction complète entre les spectres de rayons X et ceux dus à l'atome neutre tout entier. Il serait utile de comparer systématiquement les spectres observés, lors des décharges condensées, avec ceux que l'on engendre dans les gaz rares à haute pression, dans les explosions et dans les études de rayons X très mous issus d'anticathodes gazeuses.

Il y aurait intérêt d'autre part, à étendre et préciser les mesures de LEGROS sur les tubes à pression élevée.

C'est dans de telles expériences que pourraient, avec profit, être utilisés les dispositifs de synchronisation électronique et d'alimentation par lignes artificielles, dont nous avons dit un mot ci-dessus. Il serait alors possible de préciser plus exactement les paramètres électriques de la décharge au moyen des montages décrits au Paragr. 5,4.

8,8.- Nous n'avons pas pu mettre en oeuvre des équipements aussi importants, et nous nous sommes contenté, sauf au début de notre travail, d'utiliser un matériel construit ou mis au point par nos soins.

Le spectrographe pour le visible a été entièrement construit au laboratoire, ainsi que l'alimentation électrique des tubes. Ceux-ci ont été également réalisés par nous.

Nous avons transformé un densitomètre Huet en appareil enregistreur, et adapté sur un spectrographe Perkin Elmer un dispositif de synchronisation pour l'étude de nos sources dans l'infra-rouge.

Au cours du travail, nous avons participé à la réalisation d'un verre nouveau, transparent de 1 à 18μ , et donné une méthode de spectrophotométrie infra-rouge des lumières brèves.

Nos résultats ont mis en évidence le fait que les théories actuellement admises restaient insuffisantes pour expliquer l'origine des spectres continus des gaz rares. Nous avons été conduit à reprendre, en la modifiant légèrement, une conception assez ancienne de TOWNSEND et à la développer à l'aide de calculs dûs à NEDELSKY.

Nous avons montré que cette théorie peut rendre compte, de façon satisfaisante, des observations expérimentales, en faisant intervenir des êtres physiques certainement présents dans le gaz, électrons et atomes neutres, et se trouvant dans des conditions physiquement vraisemblables.

Je tiens à adresser mes vifs remerciements à M. René LUCAS, professeur à la Sorbonne qui a accepté de m'accueillir au laboratoire de Recherches Physiques.

C'est au département infrarouge de ce laboratoire que j'ai pu terminer ce travail, dans le groupe de M. Jean LECOMTE, Directeur de Recherches au CNRS - M. LECOMTE a bien voulu s'intéresser à mes recherches et me donner les plus précieuses directives pour leur orientation et leur présentation. Qu'il veuille trouver ici l'expression de ma très profonde gratitude.

Je dois aussi remercier MM. J. Vincent GEISSE, Maître de Recherches au CNRS, qui m'a donné, lors de la rédaction de cette thèse, des avis très utiles dont j'ai été heureux de tenir le plus grand compte.

Enfin je veux témoigner ma reconnaissance à M. Roger LEGROS ,
Maître de Recherches au CNRS qui n'a cessé, depuis de nombreuses années,
et dans des circonstances parfois difficiles, de me soutenir de ses en-
couragements et de son amitié, tout en m'aidant de ses observations comme
de sa grande habileté expérimentale.

B I B L I O G R A P H I E

A. LIVRES

- 1 - CHALONGE (D.) - Spectres continus de l'atome et de la molécule d'hydrogène. Thèse et Ann. Ph,F (1934)
- 2 - CHALONGE (D.) - Courbes spectrales étalons. Ed. Revue d'Optique,F (1937)
- 3 - FINKELNBURG (W.) - Kontinuierliche Spektren Walter de Gruyter, D. Berlin (1935)
- 4 - LACROUTE (F.) - Raies d'absorption dans les spectres stellaires A.S.I., F N° 473. Herrmann (1937)
- 5 - MASSEY (H.S.W.), BURHOP (E.H.S.) - Electronic and ionic impact phenomena.- Oxford, Clarendon Press, GB. (1952)
- 6 - UNSOLD (A.) - Physik der Sternatmosphären.- J. Springer, D Berlin (1938)

B? ARTICLES

- 7 - ANDERSON (J.A.) - Astroph.J, U.S.A. (1932), 75, 394
- 8 - ANDERSON (J.A.), SMITH (S.) - Astroph.J, U.S.A. (1936), 64, 295
- 9 - CARLSON (F.E.), PRITCHARD (D.A.) - Illum. Eng. U.S.A. (1947), 42, 235
- 10 - CRAGGS (J.D.), MEEK (J.M.) - Proc. roy. soc., GB (1946), 186, 241
- 11 - DEJARDIN (G.) - Can. J. Research, GBC, (1932), 7, 556
- 12 - ELENBAAS (W.) - Physica, NL (1939), 2, 757; 763; 787; 807
(1936), 3, 859
(1938), 5, 568
- 13 - ELENBAAS (W.) - Physica, NL (1939), 6, 299
- 14 - FINKELNBURG (W.) - Ph.Z., D (1930), 31, 1
- 15 - FINKELNBURG (W.) - Z.Ph., D (1934), 88, 297
- 16 - FINKELNBURG (W.) - Z.Ph., D (1934), 88, 763

- 17 - FINKELNBURG (W.) - Z.Ph.,D (1934), 88, 768
- 18 - FINKELNBURG (W.) - Phys.Rev., U.S.A. (1934), 45, 341
- 19 - FINKELNBURG (W.) - Ph.Z., D (1933), 34, 529
- 20 - FINKELNBURG (W.) - Astroph.J., U.S.A. (1934), 80, 313
- 21 - FINKELNBURG (W.), HAHN - Z.Ph., D (1944), 122, 36.
- 22 - FINKELNBURG (W.), HAHN - Naturwiss., D (1942), 30, 468.
- 23 - GANS (F.) - C.R.Ac.Sc.,F (1938), 206, 1009
- 24 - GANS (F.) - Brevet Français N° 1.094.919
- 25 - GAUNT (J.A.) - Proc.Roy.Soc.,GB (1930), 126, 654
- 26 - v.HAMOS (L.) - Ann.Ph.,D (1930), 7, 857
- 27 - HERMAN (L.) - C.R.Ac.Sc.,F (1947), 225, 113
- 28 - HIBY (J.W.) - Ann.Ph.,D (1939), 34, 473
- 29 - JOHNSON (P.) - Phil.Mag., GB. (1932), 13, 487
- 30 - JOHNSON (P.) - Phil.Mag., GB. (1930), 10, 921
- 31 - KIRKPATRICK, WIEDMANN - Phys.Rev., U.S.A. (1945), 67, 321
- 32 - KRAMERS (H.A.) - Phil.Mag., GB (1923), 46, 836
- 33 - LAPORTE (M.) - C.R.Ac.Sc., F. (1937), 203, 1341
- 34 - LAPORTE (M.) - J. Phys., F (1938), VII-9, 228
- 35 - LARCHE (K.), SCHIRMER (H.) - Z.Ph., D (1953), 136, 74; 87
- 36 - LEGROS (R.) - Bull.Soc.Fr.Elec. F (1952), 7/11.
- 37 - LAURENCE (E.O.), DUNNINGTON (F.G.) - Phys.Rev.,U.S.A.(1930),35,396
- 38 - Mc CALLUM (S.P.), KEYSTON (J.E.), KLATZOW (L.) - Phil.Mag.,GB
(1933),16, 193
- 39 - Mc CORMICK (W.W.), MADANSKY (L.), FAIRBANKS (A.F.) - J.A.P., U.S.A.
(1948),19, 221.
- 40 - MARSDEN (J.W.), BEESE (N.C.), MEISTER (G.) - J.Franklin.Inst.,U.S.A.
(1938), 45, 1
- 41 - MICHEL-LEVY (A.), MURAOUR (H.) - J.Ph., F (1935), VII-6, 496

- 42 - MOHLER (F.L.) - J.Bur. Standards U.S.A. (1938), 21, 697
- 43 - MURAOUR (H.) - Chimie et Industrie, F. (1942), 47, 3
- 44 - MURAOUR (H.) - Rev. d'Optique, F (1941), 20, 149
- 45 - MURAOUR (H.), ROMAND (J.), VODAR (B.) - C.R.Ac.Sc., F (1946), 223, 620
- 46 - MURAOUR (H.) - Cah. Phys., F (1947), 29/30, 51
- 47 - NEDELSKY (L.) - Phys.Rev., U.S.A. (1932), 42, 641
- 48 - RATHENAU (G.) - Z.Ph., D (1933), 87, 32
- 49 - ROMAND (J.), VODAR (B.) - C.R.Ac.Sc., F. (1947), 224, 1634
- 50 - ROMPE (R.), THOURET (W.) - Verh.d. Dtsch.Phys.Ges., D (1938), 19, 46
- 51 - RÖSSLER (F.) - Z.Ph., D (1938), 110, 352
- 52 - RÖSSLER (F.) - Z.Ph., D (1938), 110, 495
- 53 - RÖSSLER (F.) - Z.Ph., D (1939), 112, 667
- 54 - RÖSSLER (F.) - Ann.Ph., D (1939), 34, 1
- 55 - RUTHERFORD - Phil. Mag. GB (1911), 21, 669
- 56 - SAHA - Proc. Roy. Soc. GB., (1921), 99, 135
- 57 - SCHULTZ (P.) - Z. f. Naturfg., D (1947), 2, 583
- 58 - SCHULTZ (P.) - Ann. Ph., D (1947), 1, 95; 107
- 59 - SCHULTZ (P.) - Reichsber Physik., D (1944), 1, 147
- 60 - SCHWIECKER (W.) - Naturwiss., D (1940), 28, 280
- 61 - TOWNSEND (J.S.), PAKKALA (M.H.) - Phil.Mag. GB (1932), 14, 318
- 62 - UNSÖLD (A.) - Ann.Ph., D (1938), 33, 607
- 63 - VOGEL - Ann. Ph., D (1942), 41, 196
- 64 - VOLKRINGER (H.) - Ann. Ph., F (1930), 13, 15
- 65 - WULLNER (A) - Pogg. Ann., D (1869), 137, 337 ; (1872), 147, 321
- 66 - WYNEKEN (J.) - Ann. Ph., D (1928), 86, 1071

Photométrie photographique des lumières brèves

- 67 - BERG (W.F.) - Proc.Roy.Soc., GB (1940), A 174, 559
 - 68 - CRAGGS (J.D.), HAINE (N.E.), MEEK (J.M.). J.I.E.E., GB
 - 69 - CRAGGS (J.D.), MEEK (J.M.) - Nature, GB (1945), 156, 21
 - 70 - CRAGGS (J.D.), MEEK (J.M.) - Proc. Roy. Soc. (1946), A 186, 241
 - 71 - HOPWOOD (W.), CRAGGS (J.D.) - J.O.S.A., U.S.A. (1947), 37, 560
 - 72 - MEEK (C.E.K.) - The Mac Millan C°; New York (1944)
 - 73 - ROUX (J.) - J. Ph., F (1945) VIII/6, 170
 - 74 - WEBB (J.H.) - J.O.S.A., U.S.A. (1933), 23, 316
 - 75 - WEBB (J.H.) - J.O.S.A., U.S.A. (1935), 25, 4.
-

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté :

"DETECTION QUANTIQUE DU RAYONNEMENT INFRAROUGE"

Vu et approuvé:

Paris, le 3 Novembre 1959

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. PERES

Vu
et Permis d'imprimer:

Le Recteur de l'Académie de
Paris

Jean SARRAILH

